

**Stimulierte Brillouinrückstreuung und Phasenkonjugation
mit infraroten Laserimpulsen von
einer Nanosekunde Dauer**

Dissertation
der
Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Maria Alicia Greiner de Mothes
aus Buenos Aires- Argentinien

München, den 21. Januar 1987

**Stimulierte Brillouinrückstreuung und Phasenkonjugation
mit infraroten Laserimpulsen von
einer Nanosekunde Dauer**

Dissertation
der
Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Maria Alicia Greiner de Mothes
aus Buenos Aires- Argentinien

München, den 21. Januar 1987

1. Gutachter: Prof. Dr. H. Walther

2. Gutachter: Priv. Doz. Dr. G. Leuchs

Tag der mündlichen Prüfung: 11. März 1987

Zusammenfassung

Schallbare induzierte Richtstrahlung und Phasenkongruenz wurden experimentell und theoretisch im korpuskularen Bereich untersucht, der durch die Bedingung $\Delta n_1^2 \sim \lambda_1 < \lambda_2$ gekennzeichnet ist. Δn_1 und λ_1 bedeuten die Brechbreite und Dauer des Laserimpulses, λ_2 die Lebensdauer der Schallwelle. Die Wellenlänge der breiten Laserimpulse liegt im roten Infrarot bei 1,2 μm , ihre Dauer beträgt typischerweise 1 ns. Unter diesen Bedingungen verläuft der Durchbruch zum Schwingen des Erzeugnis hoher Geschwindigkeit, wenn nur ein einziges Laserimpuls benutzt wird. Diese Beobachtung fällt mit jedoch mit der Folge von Schwingungen zusammen, wenn die Phasenkongruenz größer als der Interferenzzeit ist. Diese Ergebnisse deuten auf die wesentliche Aufteilung der Schallwelle in Anteile der Schwingungsdauer von Impuls zu Impuls, wobei ein dritter Impuls als Werte nahe bei 1 erreicht werden. Die hohen hohen Richtstrahlungsleistungen reproduziert die Struktur der Form des Pumpimpulses. Als Brillantenmaterialien wurden Si (100 Kar) und SF_6 (20 Kar) als besonders geeignet. Die gemessenen Richtstrahlungs- und Phasenkongruenzwerte korrelieren unmittelbar mit einem 1-D Code (1) Gleichgewicht in Ausbreitungsrichtung + Zeit) erfolgreich reproduziert werden.

Für Gerd

Für einen kleinen TEMA-Pumpstrahl wird bei hohen Richtstrahlungsleistungen vollkommene Wellenfunktion bei 4,5 der Richtstrahlung im Pumpimpuls gemessen. Gegenüber dem Pumpimpuls. Bei einem überkritischen Pumpstrahl wurde nur eine teilweise Phasenkongruenz beobachtet, der phasenkongruente Anteil im richtgestrahlten Licht betrug maximal 50 %.

Der auf einer verbesserten Brillantenstrahlung beruhende Richtimpulsverbreiter kann vorteilhaft in einem Hochleistungs- oder Verstärkerkloppung und Vorampumpeinsatz (eingesetzt werden). Außerdem stellt es eine brauchbare Methode zur Veranschaulichung der Phasenkongruenz in hochverbreiterten Gasen dar. Es ist insbesondere in der Lage, Existenz und Ausmaß nicht-linearer Absorptionseffekte zu untersuchen.

Zusammenfassung

Stimulierte Brillouin-Rückstreuung und Phasenkonjugation wurden experimentell und theoretisch im hochtransienten Bereich untersucht, der durch die Bedingung $\Delta\omega_L^{-1} \sim t_L \ll t_{ph}$ gekennzeichnet ist. $\Delta\omega_L$ und t_L bedeuten die Bandbreite und Dauer des Laserimpulses, t_{ph} die Lebensdauer der Schallwelle. Die Wellenlänge der benutzten Laserimpulse liegt im nahen Infrarot bei $1.32\mu m$; ihre Dauer betrug typischerweise 1 ns. Unter diesen Bedingungen verhindern Durchbruch und Ramanstreuung das Erreichen hoher Reflektivitäten, wenn nur ein einziger Laserimpuls benutzt wird. Diese Beschränkung läßt sich jedoch mit einer Folge von Einzelimpulsen umgehen, wenn die Phononenlebensdauer größer als der Impulsabstand ist. Dann ermöglicht die sequentielle Anfachung der Schallwelle ein Ansteigen des Reflexionskoeffizienten von Impuls zu Impuls, wobei vom dritten Impuls ab Werte nahe bei 1 erreicht werden. Bei diesen hohen Reflexionskoeffizienten reproduziert der Stokesimpuls die Form des Pumpimpulses. Als Brillouin-Medien erwiesen sich N_2 (100 bar) und SF_6 (20 bar) als besonders geeignet. Die gemessenen Reflexionskoeffizienten und Stokesimpulsverläufe konnten numerisch mit einem 1-D Code (1 Ortskoordinate in Ausbreitungsrichtung + Zeit) erfolgreich simuliert werden.

Für einen idealen TEM_{00} - Pumpstrahl tritt bei hohen Reflexionskoeffizienten vollkommene Wellenfrontumkehr auf, d.h. der Stokesimpuls ist das konjugierte Gegenstück zum Pumpimpuls. Bei einem aberrierten Pumpstrahl wurde nur eine teilweise Phasenkonjugation beobachtet; der phasenkonjugierte Anteil im rückgestreuten Licht betrug maximal 50 %.

Das auf stimulierte Brillouinstreuung beruhende Mehrimpulsreflexionsschema kann vorteilhaft in einem Hochleistungslaser zur Verstärkerentkopplung und Vorimpulsunterdrückung eingesetzt werden. Außerdem stellt es eine brauchbare Methode zur Vermessung der Phononenlebensdauern in hochverdichteten Gasen dar. Es ist insbesondere in der Lage, Existenz und Ausmaß nicht-klassischer Absorptionsmechanismen nachzuweisen.

INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung	3
2. Mehrimpulsreflexionsschema	6
2.1. Prinzipielle Wirkungsweise	6
2.2. Mediumauswahl	9
3. Theoretische Behandlung der Brillouinrückstreuung	17
3.1. Elektrodynamik	18
3.2. Hydrodynamik	20
3.3. Gültigkeitsbereich der akustischen Näherung	22
3.4. Vereinfachte Wellengleichungen	23
3.5. Integration	30
4. Laserinduzierter Gasdurchbruch	35
4.1. Experimentelles	35
4.2. Vergleich Theorie- Experiment	40
5. Rückstreuung mit einer Folge von ns- Impulsen	44
5.1. Messaufbau	44
5.2. Reflexionskoeffizienten	46
5.3. Impulsform	50
6. Phasenkonjugation	55
6.1. Idealer Gauss'scher Pumpstrahl	55
6.2. Aberrierter Pumpstrahl	58
7. Anwendungen	68

7.1. Messung der Phononenlebensdauern hochverdichteter Gase	68
7.2. Verstärkerkette	75
8. Schlussfolgerungen	82
9. Referenzen	83

1. Einleitung

Seit ihrer Entdeckung im Jahre 1964 durch /Chiao, Townes und Stoicheff, 1964/ ist die stimulierte Brillouinstreuung (SBS) Gegenstand intensiver experimenteller und theoretischer Untersuchungen. Bis Anfang der 70-Jahre konzentrierte sich das Interesse auf das grundsätzliche Verständnis dieses nichtlinearen Prozesses sowie darauf, damit Aussagen über die Schalldämpfung, Schallgeschwindigkeit und Relaxationsmechanismen in Gasen, Flüssigkeiten und Festkörpern bei Frequenzen im Hyperschallbereich von 10^8 bis 10^{11} Hz zur Überprüfung und Ergänzung bestehender Daten zu gewinnen. Die umfangreichen Ergebnisse sind in mehreren Übersichtsartikeln ausführlich dokumentiert worden, von denen hier nur die beiden von /Kaiser und Maier, 1972/ und von /Starunov und Fabelinskii, 1971/ erwähnt seien.

Mitentscheidend für die anhaltende Beschäftigung mit der Brillouinstreuung ist die Entdeckung der Phasenkonjugation im Jahre 1972 durch /Zel'dovich et al. , 1972/ und durch /Eidmann und Sigel, 1972/. Während die erste Autorengruppe hochverdichtetes Methan als einen die Wellenfront umkehrenden Spiegel benutzte, war es bei der zweiten ein lasererzeugtes Plasma. Wie viele nachfolgende Untersuchungen gezeigt haben, kommen Halbleiter, Kristalle, Flüssigkeiten, Flüssigkristalle, Aerosole und atomare Dämpfe ebenso in Betracht. In den letzten Jahren haben sich die stimulierte Brillouinrückstreuung und die Vierwellenmischung als die beiden Standardmethoden zur Erzeugung phasenkonjugierter Wellen durchgesetzt. Während die stimulierte Brillouinrückstreuung mehr auf Impulse mit Dauern von einigen 10 Nanosekunden oder darunter beschränkt ist, eignet sich die Vierwellenmischung mehr für längere Impulse oder sogar für einen zeitlich kontinuierlichen Betrieb. Mittlerweile ist die Literatur auf diesem Gebiet gewaltig angewachsen. Der gegenwärtige Stand ist in den beiden Büchern von /Fisher, 1984/ und /Zel'dovich, Pilipetsky und Shkunov, 1985/ hervorragend dokumentiert.

Die stimulierte Brillouinrückstreuung besitzt ein großes Anwendungspotential für gepulste Hochleistungslaser. Sie ermöglicht eine verlustarme Impulskompresion in Verbindung mit Verstärkerentkopplung und Vorimpulsunterdrückung so-

wie die Aufhebung von Wellenfrontdeformationen, die in optischen Elementen ungenügender Homogenität entstanden sind. Diese Eigenschaften sind vor allem für Nd:Glas-Laser /Hon, 1982/ und KrF-Laser /Damzen und Hutchinson, 1983/, /Tomov, Fedosejevs and McKen, 1985/ von Bedeutung, die zur Erzielung eines hohen Wirkungsgrades und geringer Kosten relativ lange Impulse meist unzureichender Strahlqualität erzeugen und darum der Impulsverkürzung und der Phasenkonjugation bedürfen.

Vor diesem Hintergrund sind die zahlreichen neueren, vor allem russischen Aktivitäten zu verstehen, die sich mit stimulierter Brillouinrückstreuung befassen, die von einer breitbandigen Laserstrahlung erzeugt wird. Zum Verständnis der dabei auftretenden Problematik muß man sich vergegenwärtigen, daß unter diesen Verhältnissen mehrere Längen - und Zeitskalen von Bedeutung sind. Der Laser hat eine Trägerfrequenz ω_L (entsprechend einer Wellenlänge $\lambda_L = 2\pi c/\omega_L$), eine Bandbreite $\Delta\omega_L$ (entsprechend einer Kohärenzlänge $2\pi c/\Delta\omega_L$) und eine Impulsdauer t_L . Fourierbegrenzte Impulse mit $\Delta\omega_L \sim \pi/t_L$ sind bei Lasern mit großer Verstärkungsbandbreite wie Nd:Glass oder KrF nur unter Zuhilfenahme besonderer Vorkehrungen zu verwirklichen. Brillouinrückstreuung verursacht eine Frequenzverschiebung Ω im rückgestreuten oder Stokeslicht, die durch $\Omega = 4\pi a_o/\lambda_L$ (rad/s) gegeben ist, wobei a_o die Schallgeschwindigkeit des Brillouinmediums bedeutet. Die Schallwelle klingt im Medium mit der Zeitkonstante $t_{ph} = 2\rho_o/(\eta q^2)$ ab, die auch Phononenlebensdauer genannt wird; πt_{ph}^{-1} ist die Bandbreite der spontanen Brillouinstreuung. q bedeutet die Wellenzahl der Schallwelle, η die dynamische Zähigkeit und ρ_o die Dichte des Mediums. Der charakteristische Längenmaßstab für die Brillouinrückstreuung ist entweder die Länge des Mediums oder der inverse Verstärkungskoeffizient $(g_B I_L)^{-1}$, wobei g_B der stationäre Brillouinverstärkungsfaktor (gewöhnlich in den Einheiten cm/MW) und I_L die Laserintensität sind.

Der häufig benutzte Ausdruck „Breitbandige SBS“ (broadband SBS) steht für zwei verschiedene Situationen. Bei der ersten ist die Bandbreite des Laserimpulses größer als die Bandbreite der spontanen Brillouinstreuung, $\Delta\omega_L > t_{ph}^{-1}$, wobei bei nicht-fourierbegrenzten Impulsen mit kurzer Kohärenzlänge durchaus $t_L > t_{ph}$ sein kann. Bei der zweiten ist die Laserimpulsdauer kleiner als die Phononenle-

bensdauer, $t_L < t_{ph}$, so daß wegen $\Delta\omega_L \geq \pi/t_L$ auf jedem Fall auch $\Delta\omega_L > t_{ph}^{-1}$ gilt. Die Bezeichnung hochtransienter Bereich bezieht sich auf die Situation mit $t_L \ll t_{ph}$, in der die Phononenlebensdauer auf den Ablauf der Wechselwirkung zwischen den Licht- und Schallwellen praktisch keinen Einfluß mehr ausübt.

Breitbandiger SBS mit $\Delta\omega_L > t_{ph}^{-1}$ und $t_L > t_{ph}$ ist den letzten 4 bis 5 Jahren viel Beachtung geschenkt worden. Wesentliche Prozeßparameter wie effektiver Verstärkungskoeffizient, Schwelle (erforderliche Laserleistung, um einen Reflexionskoeffizienten von einigen Prozent zu erreichen) und im Kleinsignalebereich erzielbarer Konjugationsgrad gelten als gut verstanden. Weniger Klarheit besteht über den Einfluß der Sättigung auf den Konjugationsgrad. Hier gibt es z. Zt. nur qualitativ formulierte Vorstellungen, die alle davon ausgehen, daß Sättigung die Phasenkonjugation verbessert, was sich experimentell zu bestätigen scheint. Weit geringere Aufmerksamkeit wurde dem hochtransienten Bereich zuteil, der vor allem für Laser relevant ist, die mit Impulsen arbeiten, deren Dauer im Bereich 1 ns liegen, wie z. B. dem Jodlaser. Der Grund ist nicht schwer einzusehen. Wegen des extrem transienten Charakters der Licht- Schallwechselwirkung liegen die Laserintensitäten zur Erreichung eines Reflexionskoeffizienten von nur einigen Prozent so hoch, daß andere nichtlineare Effekte wie Durchbruch, Selbstfokussierung und Ramanstreuung als begrenzende Prozesse im Erscheinung treten. Die vorliegende Arbeit zeigt, wie diese Begrenzung durch Verwendung einer Impulsfolge statt eines einzelnen Impulses und eines geeigneten Brillouinmediums umgegangen werden kann, so daß es auch unter diesen zunächst widrig erscheinenden Umständen möglich wird, hohe Reflexionskoeffizienten zu erzielen. Die Phasenkonjugation aberrierter Pumpstrahlen ist jedoch schwieriger zu bewerkstelligen als im stationären Bereich, weil die Verstärkungsdiskriminierung des nicht-phasenkonjugierten Anteils im rückgestreuten Licht nicht ganz so günstig ausfällt.

2. Mehrimpulsreflexionsschema

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird die prinzipielle Wirkungsweise des Mehrimpulsreflexionsschemas besprochen. Der zweite Abschnitt legt dar, wieso Gase für ns- Impulse ein geeigneteres Streumedium darstellen als Flüssigkeiten und Festkörper.

2.1. PRINZIPIELLE WIRKUNGSWEISE

In Abb 2.1 ist das Prinzip des Mehrimpulsreflexionsschemas dargestellt, das auf einer sequentiellen Anfachung der für die SBS verantwortlichen Schallwelle beruht. Drei oder mehr Pumpimpulse der Dauer $t_L \simeq 1$ ns, die voneinander durch den Impulsabstand Δt getrennt sind, werden mittels einer Linse in das gasförmige Brillouinmedium fokussiert. Die Intensität eines jeden Impulses liegt unterhalb der Gasdurchbruchsschwelle.

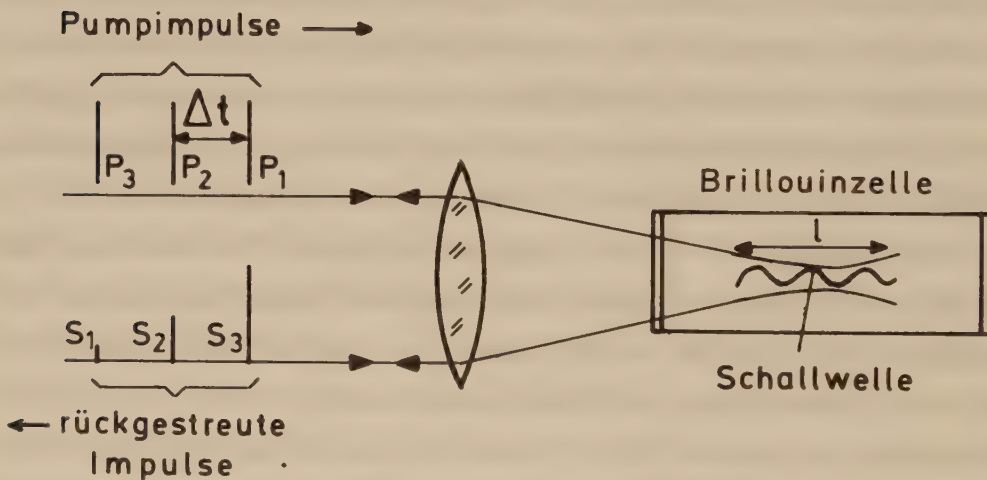


Abb. 2.1: Prinzip des Mehrimpulsreflexionsschemas

Der erste Impuls wird nur sehr schwach reflektiert. Er hinterläßt aber eine Schallwelle, deren Amplitude deutlich über dem Rauschpegel liegt. Für $\Delta t \leq t_{ph}$ wird der zweite Impuls daher schon wesentlich stärker reflektiert, da er auf eine bereits entwickelte Schallwelle trifft und der Streuvorgang nicht mehr aus dem

Rauschen starten muß. Im verstärkten Maße gilt dies für den dritten Impuls. Der Energiereflexionskoeffizient $e_{s,i}/e_{L,i}$ muß daher von Impuls zu Impuls zunehmen, bis er einem Sättigungswert zustrebt, der in der Regel mit dem dritten Impuls einsetzt und zwischen 70 bis 100 % liegt.

Auch spielt es keine Rolle, wenn beim ersten Streuvorgang SBS und stimulierte Ramanstreuung (SRS) gleichzeitig auftreten. Beim zweiten Streuvorgang startet die SBS von so starken Dichtefluktuationen, daß sie auch im Fall eines im Vergleich zur SRS niedrigeren Verstärkungskoeffizienten dennoch in der Lage ist, die SRS sich nicht entfalten zu lassen. Die Energie des Pumpimpulses geht primär in die SBS und nur unwesentlich in die SRS. In besonderem Maße gilt dies für den dritten und eventuell weitere Streuvorgänge. **Mit Hilfe einer Impulsfolge läßt sich also die durch den Gasdurchbruch und Ramanstreuung erzwungene Beschränkung auf niedrige Intensitäten und damit auf niedrige Reflexionswerte umgehen.**

Die Wahl des Impulsabstandes Δt ist zwei Einschränkungen unterworfen. Δt darf erstens nicht so kurz werden, daß Impulsüberlappung eintritt, was bei $\Delta t \sim t_L$ beginnt. Dann entsteht statt einer Folge klar getrennter Impulse ein einziger mehr oder weniger stark gerippelter Impuls der Dauer $3 t_L$. Da im Impulsdauerbereich $t_L \leq 10$ ns die Durchbruchintensität ungefähr mit $1/\sqrt{t_L}$ skaliert (siehe Kap. 4), muß für den langen Impuls die Energie zurückgenommen werden, um Gasdurchbruch zu vermeiden. Dies bedeutet aber, daß sein Reflexionskoeffizient zwar ungefähr dem mittleren Reflexionskoeffizienten $\frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 e_{s,i}/e_{L,i}$ der Impulsfolge entspricht, aber deutlich unter dem des dritten Impulses $e_{s,3}/e_{L,3}$ liegt. Die Impulstrennung hilft also, die Reflexion zu verbessern.

Zweitens muß -wie kurz erwähnt- der Impulsabstand Δt stets so gewählt werden, daß die Schallwelle innerhalb Δt nicht wesentlich gedämpft wird, also

$$\Delta t < t_{ph}. \quad (2.1)$$

Für modengekoppelte Oszillatoren liegt Δt in der Regel zwischen 10 und 20 ns, was Phononenlebensdauern oberhalb 20 ns erfordert. Solche Werte sind nur mit Gasen erreichbar, weil t_{ph} gemäß Gl.(2.8) (siehe nächsten Abschnitt) mit $p\lambda^2$ skaliert, also

über den Druck einstellbar ist. Dies gilt nicht für Flüssigkeiten oder Festkörper, bei denen t_{ph} maximal einige Nanosekunden erreicht. Dieser Grund und weitere, die im folgenden Abschnitt erläutert werden, lassen daher diese beiden Medien für das Mehrimpulsreflexionsschema als wenig tauglich erscheinen.

Das Analogon zur Dämpfungszeitkonstanten t_{ph} der Schallwellen bei der Brillouinstreuung ist bei der Ramanstreuung die Dämpfungszeitkonstante t_{Ra} der Molekülschwingung. Im Gegensatz zu t_{Ra} nimmt t_{ph} mit dem Druck zu. Dieser zunächst etwas überraschende Sachverhalt wird verständlich, wenn man sich vergegenwärtigt, daß die Dämpfung der Schallwelle auf Dissipation durch Reibung beruht, deren charakteristischer Längenmaßstab die mittlere freie Weglänge l_f der Atome oder Moleküle ist. l_f wird um so kleiner, je höher der Druck ist. Reibungsdämpfung funktioniert am besten, wenn l_f und die Schallwellenlänge $\lambda_{ph} = 2\lambda_L$ möglichst nahe beieinander liegen. Je mehr l_f und λ_{ph} auseinanderklaffen, desto schwächer wird die Dämpfung. Da nun l_f mit dem Druck abnimmt, muß sich die Dämpfung der Schallwelle bei konstantem λ_{ph} mit zunehmendem Druck verschlechtern. Bei konstantem Druck muß die Dämpfung ebenfalls abnehmen, wenn die Schallwellenlänge zunimmt. Diesen beiden Abhängigkeiten trägt die Beziehung $t_{ph} \sim p\lambda_L^2$ Rechnung. Ein hoher Gasdruck ergibt nicht nur eine hohe Phononenlebensdauer, sondern auch einen hohen transienten SBS-Verstärkungskoeffizienten (siehe nächsten Abschnitt).

Das Mehrimpulsreflexionsschema ist vorzugsweise für infrarote Wellenlängen $\lambda_L \gtrsim 1\mu\text{m}$ geeignet. Der Grund liegt in der starken Wellenlängenabhängigkeit der Phononenlebensdauer $t_{ph} \sim \lambda_L^2$. Bei der KrF-Laserwellenlänge von $0.25\mu\text{m}$ ist demnach t_{ph} rund 25 mal kleiner als bei der Nd:Glas-Laserwellenlänge von $1.06\mu\text{m}$; beispielsweise betragen für 10 bar SF_6 die entsprechenden Zahlenwerte von t_{ph} 0.6 und 12 ns. Dieser große Unterschied ist dafür verantwortlich, daß die Rückstreuung mit einem Pumpimpuls von der Dauer einer Nanosekunde im ultravioletten Bereich nahezu stationär verläuft und darum schon mit einem einzigen Impuls ein hoher Reflexionskoeffizient erzielt werden kann. Dagegen ist die Rückstreuung im infraroten Bereich extrem transient und bedarf deswegen des Kunstgriffes einer Impulsfolge, um die Reflexion auf praktisch interessante Werte steigern zu können.

2.2. MEDIUMAUSWAHL

Grundsätzlich können in einem Medium, das von einem intensiven Lichtstrahl durchquert wird, neben der stimulierten Brillouinstreuung (SBS) noch weitere Streuprozesse gleichzeitig oder nacheinander auftreten. Dazu zählen vor allem die stimulierte Ramanstreuung (SRS) und die stimulierte Rayleigh-Streuung. Der letztere Prozess spielt nur in stark absorbierenden Medien eine Rolle. Da solche Medien für den hier beabsichtigten Zweck nicht geeignet sind, braucht die stimulierte Rayleigh-Streuung nicht weiter betrachtet zu werden. Anders sieht es dagegen mit der SRS aus. Hier kommt es darauf an, durch die Auswahl des richtigen Mediums und geeigneter geometrischer Verhältnisse Bedingungen zu schaffen, die SBS gegenüber SRS begünstigen. Dieser Frage wird im folgenden nachgegangen.

Die Konkurrenzsituation zwischen SRS und SBS ist seit der Entdeckung dieser stimulierten Prozesse in zahlreichen Veröffentlichungen behandelt worden, siehe z.B. /Hagenlocker, Minck a. Rado, 1967/, /Minck, Hagenlocker a. Rado, 1967/, /von der Linde, Maier u. Kaiser, 1969/, /Dudov et al., 1981/ und /Jetter u. Werner, 1982/.

Aus diesen Untersuchungen geht hervor, daß Festkörper und Flüssigkeiten SRS gegenüber SBS hervorzuziehen, wenn die Impulsdauer des Pumpimpulses im Bereich 1 ns und seine Wellenlänge im sichtbaren oder darüber liegen. Dann verläuft nämlich die Ramanstreuung wegen der kurzen Dämpfungszeiten der Molekülschwingung von einigen Pikosekunden oder weniger im wesentlichen noch stationär, die Brillouinstreuung dagegen wegen der relativ langen Phononenlebensdauer von einigen Nanosekunden extrem transient. Da für die meisten Flüssigkeiten und Festkörper die stationäre Verstärkung der SBS nicht wesentlich größer ist als die der SRS, sinkt infolge des transienten Charakters der SBS der Wert des zugehörigen effektiven Verstärkungskoeffizienten häufig deutlich unter den des SRS-Verstärkungskoeffizienten, so daß SRS über SBS dominiert oder bestenfalls SRS und SBS gleichzeitig oder nacheinander auftreten, wie in CS_2 beobachtet wurde /Maier, 1968/ und /Maier, Wendl u. Kaiser, 1970/. Die Begünstigung von SRS an Stelle von SBS ist weitgehend wellenlängenunabhängig, weil sowohl der Raman- wie auch der transiente Brillouinverstärkungskoeffizient

eine ähnliche Wellenlängenabhängigkeit aufweisen /Jetter und Werner, 1982/. Der Ramanverstärkungskoeffizient skaliert mit $1/\lambda$. Beim transienten Brillouinverstärkungskoeffizienten ist die λ -Abhängigkeit komplizierter, aber auch er sinkt mit wachsendem λ ähnlich stark ab. Dies beruht darauf, daß die Phononenlebensdauer t_{ph} mit λ_L^2 anwächst und damit den transienten Charakter der SBS erhöht.

Aus den vorangegangenen Betrachtungen geht hervor, daß Festkörper und Flüssigkeiten für die verfolgten Zwecke kein geeignetes Medium darstellen. Ein zusätzliches, in die gleiche Richtungweisendes Argument ergab sich aus der Verwendung des Jodlasers ($\lambda_L = 1.32\mu\text{m}$) als Pumplichtquelle.

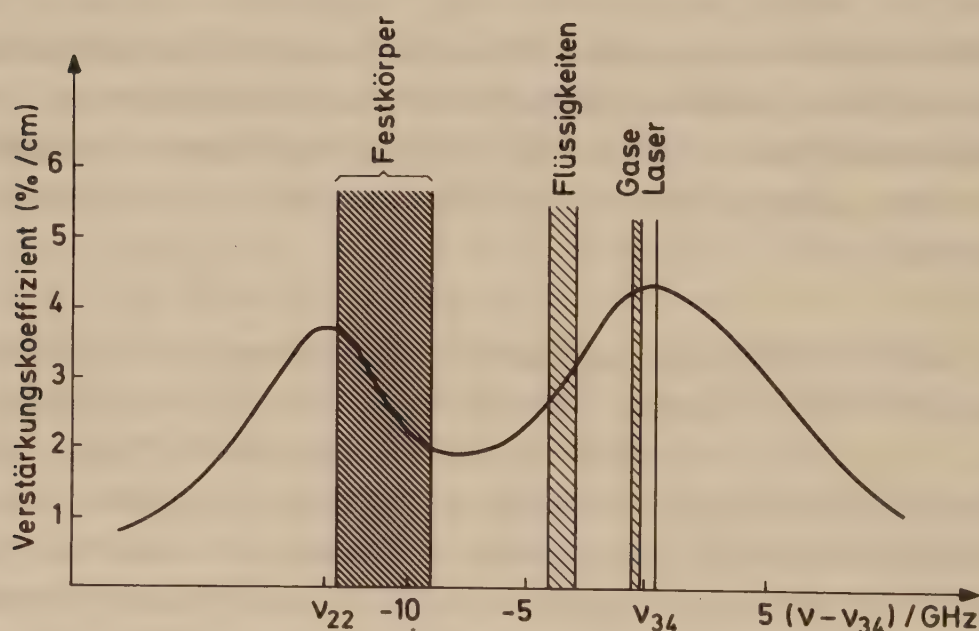


Abb. 2.2: Verstärkungsprofil des Jodlasers und typische Brillouin-Frequenzverschiebungen in Festkörpern, Flüssigkeiten und Gasen bei $\lambda_L = 1.32\mu\text{m}$. Bei ν_{34} liegt der stärkste Übergang des Jodlasers.

Unter den in dieser Arbeit gewählten Betriebsbedingungen beträgt die Halbwertsbreite des Verstärkungskoeffizienten des Jodlasers im Bereich seines stärksten Überganges nur einige GHz (siehe Abb. 2.2). Die in Flüssigkeiten und Festkörpern auftretenden Brillouinfrequenzverschiebungen $\Delta\nu_B$

(für Rückwärtsstreuung $\Delta\nu_B = 2a_o/\lambda_L$ in Hz, a_o Schallgeschwindigkeit, λ_L Laserwellenlänge) sind aber so groß, daß das rückgestreute Licht aus der Bandbreite des stärksten Überganges herausfällt und darum nur noch schwach verstärkt wird. Dies ist für die Verwendung von SBS in einer Jodlaserverstärkerkette ein gravierender Nachteil.

Gase weisen die geringsten Frequenzverschiebungen auf; sie liegen beispielsweise für Argon, Xenon, Stickstoff (N_2), Schwefelhexafluorid (SF_6), Kohlendioxyd (CO_2) und Methan (CH_4) zwischen 0.2 bis 0.7 GHz. Bei Wasserstoff (H_2) und Helium betragen $\Delta\nu_B$ 1.5 und 2.0 GHz. Diese Verschiebungen sind zu groß. Die Verwendung dieser beiden Gase empfiehlt sich aber auch kaum aus einem anderen Grund; wegen ihrer geringen Brechzahl ist der Verstärkungskoeffizient für SBS unattraktiv niedrig. Mit Ausnahme von Wasserstoff und Helium sind die bei den übrigen Gasen auftretenden Frequenzverschiebungen von maximal 0.7 GHz so gering, daß das rückgestreute Licht im wesentlichen dieselbe Verstärkung erfährt wie das Pumplicht. Wegen der höheren Frequenzverschiebung gilt diese Aussage nicht für das SBS-Licht aus Festkörpern und Flüssigkeiten.

Die bis jetzt angestellten materialorientierten und Jodlaser-spezifischen Überlegungen haben zwar Festkörper und Flüssigkeiten als brauchbare Brillouinmedien ausgeschlossen, aber noch nicht nachgewiesen, daß es in Gasen möglich ist, Bedingungen herzustellen, in denen SBS gegenüber SRS dominiert. Diese Frage ist natürlich nur für Molekülgase relevant, aber trotzdem sehr wichtig. Wie sich später herausstellen wird, sind die Molekülgase N_2 und SF_6 den Edelgasen vorzuziehen, weil sich in ihnen ein höherer effektiver Verstärkungskoeffizient verwirklichen läßt. CO_2 und CH_4 werden im folgenden nicht mehr in Betracht gezogen, da sie einen zu hohen Ramanverstärkungskoeffizienten aufweisen.

Der stationäre Verstärkungsfaktor für SRS läßt sich aus der Beziehung /Kaiser u. Maier,1972/

$$g_{Ra} = \frac{4\lambda_s^2 N}{n^2 h \nu_s 2\pi c_{vac} \Delta\nu_{Ra}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\lambda_s} \sim \frac{1}{\lambda_s} \quad (2.2)$$

berechnen. λ_s und ν_s bedeuten Wellenlänge und Frequenz des Stokeslichtes und

c_{vac} die Vakuumlichtgeschwindigkeit ; n , N , $\Delta \bar{\nu}_{Ra}$ und $d\sigma/d\Omega$ sind die Brechzahl, Teilchendichte, Ramanlinienbreite und Ramanstreuquerschnitt des Mediums. $d\sigma/d\Omega$ skaliert mit λ_s^{-4} . Mit $\Delta \bar{\nu}_{Ra}$ in Wellenzahlen ist $t_{Ra} = (2\pi c \Delta \bar{\nu}_{Ra})^{-1}$ die wellenlängenunabhängige Dämpfungszeitkonstante der Molekülschwingung (auch Ramanphononenlebensdauer genannt). Für hohe Drücke $p > 10$ bar wird $\Delta \bar{\nu}_{Ra}$ druckverbreitert, d.h $\Delta \bar{\nu}_{Ra}$ ist proportional zur Teilchendichte N , was einen druckunabhängigen Ramanverstärkungsfaktor g_{Ra} ergibt. Für Stickstoff findet man in der Literatur die in Tab. 2.1 aufgeführten Daten.

Tab. 2.1: Daten für N₂ nach * /Lavorel et al.,1986/ und ** /Fenner et al., 1973/

Ramanverschiebung	$\bar{\nu}_{Ra} = 2329cm^{-1}(Q(8) - Zweig) \quad *$
Ramanlinienbreite	$\Delta \bar{\nu}_{Ra} = \bar{\Gamma} p, \bar{\Gamma} = 0.04cm^{-1}/bar \quad *$
Ramanwellenlänge	$\lambda_s = 1.9\mu m \quad bei \lambda_L = 1.32\mu m$
Ramanstreuquerschnitt	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{.488\mu m} = 4.5 \times 10^{-30}cm^2sr^{-1} \quad **$ $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{1.9\mu m} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{.488\mu m} \left(\frac{0.488}{1.9}\right)^4$ $= 2 \times 10^{-32}cm^2sr^{-1}$
Brechzahl	$(1.9\mu m) \quad n - 1 = 2.70 \times 10^{-4}p/bar$ $(T = 300K)$

Daraus folgt für den Ramanverstärkungsfaktor der Zahlenwert $g_{Ra} = 8 \times 10^{-5}$ cm/MW. Im druckverbreiterten Bereich skaliert die Ramanphononenlebensdauer t_{Ra} mit 1/p; bei 10 bar beträgt sie 13 ps. Verglichen mit der Laserimpulsdauer von 1 ns ist dieser Wert so gering, daß die Ramanstreuung im Druckbereich oberhalb 10 bar mit Sicherheit als stationär angesehen werden kann.

Der stationäre Brillouinverstärkungsfaktor läßt sich aus der Formel (siehe Kap.

3.4, Gl.(3.49))

$$g_B = \frac{(n_o - 1)^2}{a_o c_{vac} (\eta_D + 4/3\eta)} \quad (2.3)$$

berechnen. Im Gegensatz zu g_{Ra} hängt g_B nicht von der Laserwellenlänge λ_L ab. a_o , η_D und η bedeuten die Schallgeschwindigkeit und die Druck- und Scherzähigkeit. Für Stickstoff gelten

$$a_o = \sqrt{\gamma \mathcal{R}T/M} = 353 \text{ m/s} \quad (T = 300K) \quad (2.4)$$

und (siehe Kap. 7)

$$\eta_D + \frac{4}{3}\eta = 3 \times 10^{-5} \text{ Ns/m}^2. \quad (2.5)$$

Im Gegensatz zu g_{Ra} ist g_B stark druckabhängig, und zwar skaliert g_B mit dem Druck gemäß

$$g_B \sim \rho^2 \sim p^2. \quad (2.6)$$

Der stationäre Brillouinverstärkungsfaktor kann also durch Druckerhöhung erheblich gesteigert werden. Bei 100 bar beträgt $g_B = 0.023 \text{ cm/MW}$ und ist um den Faktor ~ 300 größer als der Ramanverstärkungsfaktor $g_{Ra} = 8 \times 10^{-5} \text{ cm/MW}$.

Dies bedeutet einen wesentlichen Unterschied zu Flüssigkeiten und Festkörpern, bei denen $g_B \sim g_{Ra}$ gilt. Wegen des transienten Charakters der SBS fällt jedoch die effektive Verstärkung wesentlich geringer aus als die stationäre. Transiente Verhältnisse treten ein, wenn die Ungleichung

$$t_L \leq t_{ph} g_B I_L l \quad (2.7)$$

erfüllt ist. t_{ph} ist die Phononenlebensdauer und durch

$$t_{ph} = \frac{\rho_o \lambda_L^2}{32\pi^2 (\eta_D + \frac{4}{3}\eta)} \sim \rho_o \lambda_L^2 \sim p_o \lambda_L^2 \quad \text{bei } T = \text{const.} \quad (2.8)$$

gegeben (siehe Kap 3.3). I_L ist die über die Wechselwirkungslänge l gemittelte Laserintensität. $t_{ph} g_B I_L l$ gibt die Zeitspanne an, nach der das mit einem stufenförmigen Pumpimpuls angeregte Stokeslicht in den stationären Zustand übergeht. Schon bei 3 bar übersteigt t_{ph} den Wert von 1ns ($\lambda_L = 1.32\mu\text{m}$), d.h.

SBS ist unter den vorliegenden experimentellen Bedingungen auf alle Fälle im transienten Bereich. Für eine Abschätzung des transienten Verstärkungsexponenten kann die Theorie von /Kroll ,1964/ benutzt werden

$$G_{B,eff} = g_{B,eff} I_L l = \left\{ \left(g_B I_L l \frac{t_L}{t_{ph}} \right)^{1/2} - \frac{t_L}{t_{ph}} \right\} \quad (2.9)$$

$$= k_L \sqrt{\frac{(n_o - 1)^2}{a_o \rho_o c_o} I_L l t_L} - \frac{t_L}{\tau_{ph}}.$$

In Abb.2.3 sind $G_{B,eff}$ und

$$G_{Ra} = g_{Ra} l I_L \quad (2.10)$$

als Funktion von $I_L \cdot l$ und für zwei verschiedene Wellenlängen dargestellt. Bei $G_{B,eff}$ ist außerdem noch die Druckabhängigkeit berücksichtigt.

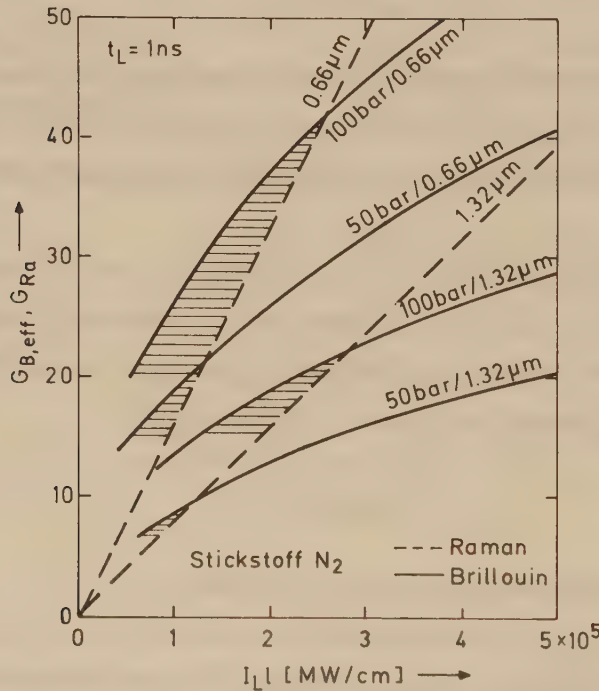


Abb. 2.3: Raman- und effektiver Brillouinverstärkungsexponent als Funktion von $I_L \cdot l$ und der Wellenlänge der Pumpstrahlung. Die Brillouinverstärkung ist druckabhängig. In den schraffierten Bereichen dominiert SBS über SRS. Impulsdauer $t_L = 1 \text{ ns}$.

Drei aus Bild 2.3 ablesbare Ergebnisse sind besonders hervorzuheben:

- Im Sichtbaren ist wegen der größeren Verstärkungsunterschiede die Begünstigung von SBS gegenüber SRS leichter zu verwirklichen als im Infraroten.
- Bei $1.32 \mu\text{m}$ sollte der N_2 - Druck bei 100 bar liegen, um noch akzeptable G_B -Werte im Bereich von 20 erreichen zu können.
- Um SBS gegenüber SRS zu bevorzugen, darf das Produkt $I_L \cdot l$ nicht zu hohe Werte annehmen, andererseits aber auch nicht zu geringe, weil sonst $G_{B,eff}$ zu niedrig wird. Bei 100 bar N_2 und $\lambda_L = 1.32 \mu\text{m}$ existiert somit für $I_L \cdot l$ ein anzustrebender Wertebereich von rund $(2 - 4) \times 10^5 \text{ MW/cm}$. Eine ähnliche, auch experimentell abgestützte Schlußfolgerung wurde von /Dudov et al.,1981/ für SF_6 mitgeteilt.

Für einen Gauß'schen Strahl ist das Produkt $I_L \cdot l$ vom Durchmesser $2w_o$ der Strahltaile unabhängig. Beschränkt man die Wechselwirkungslänge auf zwei Rayleighlängen $z_R = \pi w_o^2 / \lambda$ (jeweils eine links und rechts der Strahltaile), so findet man (e_L Impulsenergie)

$$\int_{-z_R}^{+z_R} I(z) dz = \frac{e_L}{t_L} \int_{-z_R}^{+z_R} \frac{dz}{\pi w^2(z)} = \frac{e_L z_R}{\pi w_o^2 t_L} \int_{-1}^{+1} \frac{du}{1+u^2} = \frac{\pi}{2\lambda} P_L. \quad (2.11)$$

Für den Streuvorgang ist also nur die Laserleistung P_L maßgebend; sie betrug in den Experimenten 10 bis 25 MW. Eine Obergrenze für die Wechselwirkungslänge l ergibt sich aus der Überlegung, daß bei gegenläufigen Pump- und Stokesimpulsen nur im Überlappungsbereich, der der halben Impulslänge $ct_L/2$ entspricht, ein effektiver Energieaustausch zwischen beiden Lichtwellen stattfindet; für $t_L = 1 \text{ ns}$ ergibt sich also $l \leq 15 \text{ cm}$. Für solche kurzen Längen eignet sich am besten eine fokussierende Anordnung. Eine Untergrenze für l stellt der Gasdurchbruch dar, da mit abnehmenden l auch die Strahltaile enger wird und somit im Fokus hohe Intensitäten entstehen. Der Gasdurchbruch verhindert in der Regel das Auftreten

von SBS und SRS, weil das Plasma und der ihm vorgelagerte Stoß /Raizer, 1977/ die nutzbare Verstärkungslänge erheblich reduzieren.

Ganz generell lässt sich sagen, daß der Gasdurchbruch den SBS-Verstärkungsexponenten G_B auf Werte um 25 beschränkt, was bei 1ns -Impulsen einen Reflexionskoeffizienten von bestenfalls einigen Prozenten ermöglicht. Bei Laserintensitäten unterhalb, jedoch in der Nähe der Gasdurchbruchsschwelle treten SRS und SBS in der Regel in N_2 und SF_6 gemeinsam auf. Wie im vorigen Abschnitt ausgeführt wurde, kann das Mehrimpulsreflexionsschema das gleichzeitige Auftreten von SRS und SBS bis zu einem gewissen Grad tolerieren, was den zulässigen Intensitätsspielraum erweitert. Bevor näher auf den für die SBS wichtigsten Konkurrenzprozeß, dem Gasdurchbruch, eingegangen wird, ist es zweckmäßig, sich zunächst der theoretisch exakten Behandlung der transienten Brillouinstreuung zuzuwenden, da sich daraus u.a. eine Folgerung hinsichtlich der wünschenswerten Druckabhängigkeit der Durchbruchintensität ableiten läßt.

3. Theoretische Behandlung der Brillouinrückstreuung

Wie schon in dem vorangegangenen Kapitel sind die folgenden Betrachtungen ebenfalls auf die Rückstreuung beschränkt, d.h. die gestreute Welle läuft in die zur einfallenden Welle entgegengesetzte Richtung. In der Startphase des Streuvorganges tritt die einfallende Welle mit den durch thermisches Rauschen bedingten Schallwellen (isentropen Druck-Dichte-Fluktuationen) in Wechselwirkung und wird dabei sehr schwach in alle Raumrichtungen gestreut. Die gestreuten Wellen sind gegenüber der einfallenden Welle aufgrund des Dopplereffektes frequenzverschoben. Für die Rückstreuung ist jedoch nur diejenige Schallwelle maßgebend, die in dieselbe Richtung wie die einfallende Welle fortschreitet und die die Phasenanpassungs- oder Bragg-Bedingung erfüllt. Danach müssen der Wellenvektor der Schallwelle und die beiden Wellenvektoren des einfallenden und rückgestreuten Lichtes aufaddiert Null ergeben. Nur dann interferieren einfallende Lichtwelle und rückgestreute Welle konstruktiv in dem Sinne, daß die dadurch hervorgerufene, auf Elektrostriktion fußende Volumenkraft die für die Einleitung des Streuvorganges verantwortliche Schallwelle anfacht. Diese Rückkopplung verbessert die Reflexion, was wiederum die Stärke der Schallwelle erhöht. Reflektierte Lichtwelle und Schallwelle schaukeln sich gegenseitig hoch, bis dieser Vorgang durch Aufzehrung der Pumpwelle begrenzt wird. Im optimalen Fall kann die Energie des einfallenden Lichtimpulses fast vollständig auf den rückreflektierten Lichtimpuls übertragen werden.

Aus dieser qualitativen Schilderung des Streuvorganges wird klar, daß Elektrodynamik und Hydrodynamik daran gleichermaßen beteiligt sind. Die Lichtausbreitung (hier zwei gegenläufige Wellen) wird durch die Maxwell'schen Gleichungen beschrieben. Die Schallwellenfortpflanzung folgt aus den für das streuende Medium gültigen Erhaltungsgleichungen bezüglich Masse, Impuls und Energie. Die Kopplung zwischen beiden Gleichungssystemen geschieht einmal durch den die Schallwelle anfachenden Gradienten des Lichtdruckes (Elektrostriktion) und durch die über die Schallwelle getriebene Polarisierung des Mediums, die die rückgestreute Lichtwelle verstärkt und die einfallende Lichtwelle schwächt.

3.1. ELEKTRODYNAMIK

Den Ausgangspunkt bilden die Maxwell'schen Gleichungen, die für zeitabhängige Felder in elektrisch-neutralen, nicht-magnetischen und nicht-leitenden Medien lauten (siehe z. B. /Jackson,1967/):

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (3.1a)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (3.1b)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0, \quad (3.1c)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0. \quad (3.1d)$$

$\vec{B}$, $\vec{H}$, $\vec{D}$, und $\vec{E}$ bedeuten die magnetische Induktion, das magnetische Feld, die dielektrische Verschiebungsdichte und das elektrische Feld.

Zwischen $\vec{B}$ und $\vec{H}$ besteht aufgrund der Annahme eines nicht-magnetischen Mediums der Zusammenhang

$$\vec{B} = \mu_o \vec{H}. \quad (3.2)$$

$\mu_o = 4\pi \times 10^{-7} \frac{Vs}{Am}$ ist die Permeabilitätskonstante des Vakuums.

Für die dielektrische Verschiebungsdichte gilt

$$\vec{D} = \epsilon_o \vec{E} + \vec{P}(\rho). \quad (3.3)$$

$\epsilon_o = 8.86 \times 10^{-12} \frac{As}{Vm}$ ist die Dielektrizitätskonstante des Vakuums und $\vec{P}(\rho)$ die von der Dichte abhängige Polarisierung des Mediums. Für $\vec{P}$ wird der für ein isotropes Medium übliche Ansatz gewählt

$$\vec{P} = \epsilon_o \chi(\rho) \vec{E}. \quad (3.4)$$

χ ist die dielektrische Suszeptibilität. Über χ wird die Polarisierung $\vec{P}$ dichteabhängig. Im folgenden sei stets die Annahme erfüllt, daß die durch die Schallwelle verursachte Dichtestörung $\tilde{\rho}$ klein gegenüber der Dichte ρ_o des ungestörten Mediums ist, also

$$\rho = \rho_o + \tilde{\rho} \quad , \quad |\tilde{\rho}| \ll \rho_o. \quad (3.5)$$

Gleichung (3.5) impliziert, daß das Medium hydrodynamisch in der akustischen Näherung behandelt werden kann; die durch die Elektrostriktion hervorgerufene Dichteschwankungen dürfen daher auf keinen Fall so hoch werden, daß Gl. (3.5) verletzt wird. Dieser Punkt wird später noch einmal aufgegriffen; eine einfache Abschätzung wird zeigen, daß Gl. (3.5) auch unter den hier vorhandenen, durch hohe Lichtintensitäten gekennzeichneten experimentellen Bedingungen ihre Gültigkeit beibehält.

Wegen $|\tilde{\rho}| \ll \rho_o$ genügt es, die Dichteabhängigkeit von χ in linearer Näherung zu betrachten

$$\chi(\rho) = \chi(\rho_o) + \left. \frac{\partial \chi}{\partial \rho} \right|_o \tilde{\rho}, \quad (3.6)$$

wobei $\chi(\rho_o)$ und $\left. \frac{\partial \chi}{\partial \rho} \right|_o$ sich auf das ungestörte Medium (Index o) beziehen und darum als konstant angesehen werden können. Mit den Gl. (3.1) bis (3.6) ergibt sich nun die Wellengleichung des Lichtes (einfallende und rückgestreute Welle) unter der Annahme $\text{div} \vec{E} = 0$ zu (zur Berechtigung dieser Annahme im Rahmen der paraxialen Näherung siehe /Lax, Louisell und McKnight, 1975/)

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{c_{vac}^2} \left. \frac{\partial \chi}{\partial \rho} \right|_o \frac{\partial^2 (\tilde{\rho} \vec{E})}{\partial t^2} \quad (3.7)$$

mit

$$c^2 = \frac{1}{\epsilon_o \mu_o (1 + \chi_o)} = \frac{c_{vac}^2}{1 + \chi_o} = \left\{ \frac{c_{vac}}{n_o} \right\}^2 \quad (3.8)$$

und

$$n_o^2 = 1 + \chi_o. \quad (3.9)$$

c ist die Phasengeschwindigkeit des Lichtes im ungestörten Medium, $c_{vac} = (\epsilon_o \mu_o)^{-\frac{1}{2}}$ die Vakuumlichtgeschwindigkeit und n_o die Brechzahl des ungestörten Mediums. Für Gase bis zu Drücken von 100 bar gilt in guter Näherung wegen $\chi_o \ll 1$

$$n_o \simeq 1 + \frac{\chi_o}{2} \quad (3.10)$$

und

$$c \simeq c_{vac}. \quad (3.11)$$

3.2. HYDRODYNAMIK

Der nächste Schritt besteht darin, aus den drei Erhaltungsgleichungen der Hydrodynamik für Masse, Impuls und Energie eine Wellengleichung für die Dichtestörung $\tilde{\rho}$ herzuleiten, in der das elektrische Feld $\vec{E}$ als treibende Kraft erscheint. Im Rahmen der akustischen Näherung lauten die hydrodynamischen Bilanzgleichungen, s.z.B. /E. Becker,1966/ :

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \rho_o \operatorname{div} \vec{v} = 0, \quad (3.12a)$$

$$\rho_o \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \operatorname{grad} \tilde{p} = \left\{ \eta_D + \frac{\eta}{3} \right\} \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{v} + \eta \Delta \vec{v} + \frac{1}{2} \epsilon_o \chi_o \operatorname{grad} \left\{ \langle |\vec{E}|^2 \rangle \right\}, \quad (3.12b)$$

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} - a_o^2 \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} = 0. \quad (3.12c)$$

Bei der Schallwelle handelt es sich um eine Longitudinalwelle, bei der Lichtwelle um eine Transversalwelle. Wiederum kennzeichnet der Index o den Referenzzustand des Mediums vor der Wechselwirkung mit dem Lichtimpuls, die mit der Tilde $\sim$ überstrichenen Größen die kleinen Abweichungen davon; $\vec{v}$ und $\tilde{p}$ sind also die durch den Gradienten des Lichtdruckes hervorgerufenen Störungen der Mediumgeschwindigkeit (in Ausbreitungsrichtung des Schalles) und des Druckes. a_o , η_D , η bedeuten die Schallgeschwindigkeit, Druck- und Scherzähigkeit; für Edelgase ist η_D Null. Die Energiegl. (3.12c) drückt aus, daß die Druck-Dichte-Fluktuationen isentrop verlaufen. Dies setzt eine Vernachlässigung der Wärmeleitung voraus. Eine solche Annahme ist bei der Brillouinstreuung gerechtfertigt. Wärmeleitung ist nur für die auf quasi-isobaren Dichte-Temperaturfluktuationen beruhende Rayleigh-Streuung von ausschlaggebender Bedeutung /Kaiser und Maier,1972/.

Der in der Impulsgl. (3.12b) verwendete Ausdruck für den Gradienten des Lichtdrucks, $\frac{1}{2} \epsilon_o \chi_o \operatorname{grad} \left\{ \langle |\vec{E}|^2 \rangle \right\}$, fußt auf einer durch /Mulser, 1985/ gegebenen Ableitung, die im Gegensatz zu früheren Arbeiten, s.z.B. / Landau-Lifshitz, 1960 / oder / Penfield-Haus, 1967 /, nicht nur für statische oder quasistatische Felder, sondern auch für den hier vorliegenden Fall hochfrequenter Wechselfelder gültig ist. $\langle |\vec{E}|^2 \rangle$ bedeutet den über einige Lichtperioden zu erstreckenden zeitlichen Mittelwert des Betragsquadrates des elektrischen Feldes. Eine ebene,

monochromatische Welle konstanter Amplitude beeinflusst demnach die Impulsbilanz nicht. Erst wenn sich die Amplitude, z.B. aufgrund von Reflexionsvorgängen, lokal ändert, entsteht eine resultierende Kraft. Diese wird z.B. bei der optischen Levitation oder Schwebung ausgenutzt, bei der mikroskopisch kleine Teilchen von einigen μm Durchmesser mit Hilfe eines fokussierten Laserstrahles einen solchen Auftrieb erfahren, daß die Schwerkraft kompensiert wird /ASHKIN 1972/. Kräfte dieser Art kommen bei der Brillouinstreuung auch vor, spielen aber wegen ihrer Kleinheit nur eine untergeordnete Rolle. Entscheidend sind vielmehr die Kräfte, die sich aufgrund der Überlagerung der beiden gegenläufigen Lichtwellen ausbilden. Wenn deren Frequenz- und Wellenzahlunterschiede mit der Frequenz und der Wellenzahl der Schallwelle übereinstimmen, entsteht eine räumlich und zeitlich periodische Volumenkraft, die genau so beschaffen ist, daß sie die Schallwelle anfacht.

Um diesen Sachverhalt genauer zu begründen, wird diese Volumenkraft oder der Gradient des Lichtdruckes gemäß der angegebenen Formel

$$\vec{f} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi_0 \text{grad} < |\vec{E}|^2 >$$

berechnet. Dabei ist es zweckmäßig, für das elektrische Feld $\vec{E}$ den für die Rückstreuung plausiblen Ansatz zu machen

$$\vec{E} = \frac{1}{2} \left\{ E_L e^{i(\omega_L t - k_L z)} + E_S e^{i(\omega_S t + k_S z)} \right\} \vec{e}_y + \text{c.c.} \quad (3.13)$$

$\vec{E}$ besteht aus zwei Anteilen, der in positive z- Richtung laufenden Pumpwelle mit der Amplitude E_L , der Kreisfrequenz ω_L und der Wellenzahl k_L und der in negative z- Richtung laufenden Streuwelle mit der Amplitude E_S , Kreisfrequenz ω_S und der Wellenzahl k_S . Beide Wellen seien in y- Richtung linear polarisiert. Für den zeitlichen Mittelwert des Betragsquadrates des elektrischen Feldes ergibt sich

$$< |\vec{E}|^2 > = \frac{1}{2} \left\{ E_L E_L^* + E_S E_S^* + E_L E_S^* e^{i(\Omega t - qz)} + E_L^* E_S e^{-i(\Omega t - qz)} \right\}, \quad (3.14a)$$

wobei die Differenzfrequenz

$$\Omega = \omega_L - \omega_S \ll \omega_{L,S} \quad (3.14b)$$

und die Differenzwellenzahl

$$q = k_L + k_S \quad (3.14c)$$

eingeführt wurde. Zur weiteren Vereinfachung hilft nun die Überlegung, daß die Wellenamplituden E_L und E_S langsam veränderliche Größen sind in dem Sinne, daß sie sich über eine Zykluszeit $2\pi/\omega_{L,S}$ und über einer Wellenlänge $2\pi/k_{L,S}$ weder in Ausbreitungsrichtung noch in transversaler Richtung wesentlich ändern

$$\frac{\partial E_{L,S}}{\partial t} \ll \omega_{L,S} E_{L,S}; \quad \frac{\partial E_{L,S}}{\partial x}, \frac{\partial E_{L,S}}{\partial y}, \frac{\partial E_{L,S}}{\partial z} \ll k_{L,S} E_{L,S}. \quad (3.15)$$

Für den Gradienten des Lichtdruckes bedeutet dies, daß die Terme $\text{grad } |E_L|^2, \text{grad } |E_S|^2, e^{i(\Omega t - kz)} \text{grad } (E_L E_S^*) + \text{c.c.}$ gegenüber dem Term $(-iq E_L E_S^* e^{i(\Omega t - kz)} + \text{c.c.}) \vec{e}_z$ vernachlässigt werden können. Damit ergibt sich die vereinfachte Darstellung

$$\vec{f} = \frac{1}{2} \epsilon_o \chi_o \text{grad } \langle |\vec{E}|^2 \rangle = \left\{ -\epsilon_o \chi_o \frac{iq}{4} E_L E_S^* e^{i(\Omega t - qz)} + \text{c.c.} \right\} \vec{e}_z. \quad (3.16)$$

Gl. (3.16) zeigt, daß die Volumenkraft $\vec{f}$ nur dann existiert, wenn sowohl die Pumpwelle wie die Streuwelle vorhanden sind.

3.3. GÜLTIGKEITSBEREICH DER AKUSTISCHEN NÄHERUNG

Mit Gl. (3.16) läßt sich nun die durch das Licht hervorgerufene, maximale Druck- bzw. Dichteamplitude folgendermaßen abschätzen:

$$\frac{|\tilde{\rho}|_{Max}}{\rho_o} = \frac{|\tilde{p}|_{Max}}{a_o^2 \rho_o} \simeq \frac{\epsilon_o \chi_o}{2 a_o^2 \rho_o} \{ |E_L| |E_S| \}_{Max}. \quad (3.17)$$

Macht man die naheliegende Annahme, daß

$$\{ |E_L| |E_S| \}_{Max} \simeq |E_L|^2_{Max} \quad (3.18)$$

gilt (keine starken Intensitätsüberhöhungen für das rückgestreute Licht) und führt statt des Feldstärkenquadrats die Intensität ein, so ergibt sich mit Gl. (3.9)

$$\frac{|\tilde{\rho}|_{Max}}{\rho_o} = \frac{2(n_o - 1)}{\rho_o a_o^2 c_{vac}} I_L^{Max}. \quad (3.19)$$

I_L^{Max} ist die Spitzenintensität des Pumpimpulses. Zur Vermeidung von Gasdurchbruch ist I_L^{Max} in den Experimenten auf 10^{15} W/m^2 begrenzt (siehe

Kapitel 4 über Gasdurchbruch). Typische Gasparameter sind im Fall von N_2 $\rho_o = 112 \text{ kg/m}^3$ ($\hat{=}$ 100 bar), $a_o = 353 \text{ m/s}$, $(n_o - 1) = 3 \times 10^{-2}$ und im Fall von SF_6 $\rho_o = 117 \text{ kg/m}^3$ ($\hat{=}$ 20 bar), $a_o = 140 \text{ m/s}$, $(n_o - 1) = 1.4 \times 10^{-2}$. Dies ergibt für N_2 $\frac{|\tilde{\rho}|_{Max}}{\rho_o} = 1.5 \%$ und für SF_6 $\frac{|\tilde{\rho}|_{Max}}{\rho_o} = 4 \%$. Beide Gase liegen daher noch im Gültigkeitsbereich der akustischen Näherung. Bei höheren Intensitäten, die mit kürzeren Impulsen zugänglich werden, gilt diese Aussage nicht mehr, weil die Durchbruchintensität mit $1/\sqrt{t_L}$ skaliert. Für einen 50 ps- Impuls ist demnach die maximal zulässige Spitzenintensität etwa um einen Faktor 5 größer als für einen 1ns- Impuls. In diesem Fall würde die Amplitude der lichtinduzierten Dichteschwankung zumindest bei SF_6 in die Größenordnung der Dichte im ruhenden Medium kommen.

Es sei noch angemerkt, daß in Flüssigkeiten und Festkörpern der Gültigkeitsbereich der akustischen Näherung sich zu höheren Intensitäten hin erstreckt als in Gasen. Der Grund liegt in den höheren Dichten und Schallgeschwindigkeiten, die die größere Brechkraft überkompensieren. Als Beispiel möge Quarz ($\rho_o = 2.2 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, $a_o = 6 \times 10^3 \text{ m/s}$, $n_o = 1.5$) dienen. Für das Verhältnis

$$\frac{\{2(n_o - 1)/(\rho_o a_o^2)\}_{100bar N_2}}{\{\gamma_e/(\rho_o a_o^2)\}_{Quarz}} \quad (3.20)$$

ergibt sich ein Wert von rund 10^2 . (Bei Festkörpern und Flüssigkeiten muß $2(n_o - 1)$ durch den elektrostriktiven Kopplungskoeffizienten $\gamma_e = \frac{1}{3}(n^2 - 1)(n^2 + 2)$ ersetzt werden.) Bei gleicher Intensität sind also in Gasen die relativen Dichteschwankungen um einen Faktor 100 höher. Diese Feststellung gilt über einen weiten Druckbereich, weil der Quotient $(n_o - 1)/\rho_o$ dem Gas-Refraktionsvermögen entspricht, das im wesentlichen eine Materialkonstante darstellt.

3.4. VEREINFACHTE WELLENGLEICHUNGEN

Aus den Gln.(3.12) ergibt sich die Wellengleichung für die Dichtestörung zu

$$\nabla^2 \left\{ a_o^2 \tilde{\rho} + \Gamma \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} \right\} - \frac{\partial^2 \tilde{\rho}}{\partial t^2} = \frac{1}{2} \epsilon_o \chi_o \nabla^2 \left\{ \langle |\vec{E}|^2 \rangle \right\}, \quad (3.21)$$

wobei die kinematische Zähigkeit

$$\Gamma = (\eta_D + \frac{4}{3}\eta)/\rho_o \quad (3.22)$$

eingeführt wurde. Ohne den Gradienten des Lichtdruckes ist die Dichtewelle infolge Reibung gedämpft. Zur weiteren Vereinfachung von Gl. (3.21) wird für $\tilde{\rho}$ der mit Gl. (3.16) verträgliche Ansatz gemacht

$$\tilde{\rho} = \frac{1}{2} \tilde{\rho}_s e^{i(\Omega t - qz)} + c.c., \quad (3.23)$$

d.h. die Dichtestörung ist wie das Laserlicht (siehe Gl (3.13)) eine in positive z-Richtung laufende Welle mit der Frequenz Ω und der Wellenzahl q . Ω und q sind nicht frei wählbar, sondern aufgrund der Bedingungen (3.14 b,c) an die Frequenzen und Wellenzahlen der Pump- und Streuwelle gebunden. Die Annahme einer langsam veränderlichen Einhüllenden (Amplitude $\tilde{\rho}_s$) ist hier nicht so uneingeschränkt gültig wie bei den Lichtwellen. Dies wird verständlich, wenn man die zweiten Ableitungen nach z und t explizit anschreibt:

$$\frac{\partial^2 \tilde{\rho}}{\partial z^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_s}{\partial z^2} - 2iq \frac{\partial \tilde{\rho}_s}{\partial z} - q^2 \tilde{\rho}_s \right) e^{i(\Omega t - qz)} + c.c., \quad (3.24a)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{\rho}}{\partial t^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_s}{\partial t^2} + 2i\Omega \frac{\partial \tilde{\rho}_s}{\partial t} - \Omega^2 \tilde{\rho}_s \right) e^{i(\Omega t - qz)} + c.c.. \quad (3.24b)$$

Die charakteristische Länge bzw. Zeitspanne, über die sich $\tilde{\rho}$ merklich ändert, entspricht in etwa der Wechselwirkungslänge z_w bzw. der Impulsdauer t_L . Im Experiment ist z_w typischerweise von der Größenordnung einiger Zentimeter. Wegen $q \simeq 2k_L \simeq 5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1} \gg \frac{1}{z_w}$ ergeben sich damit die folgenden Abschätzungen

$$|\tilde{\rho}_s| \gg \frac{1}{q} \frac{\partial |\tilde{\rho}_s|}{\partial z} \simeq \frac{|\tilde{\rho}_s|}{q z_w} \gg \frac{1}{q^2} \frac{\partial^2 |\tilde{\rho}_s|}{\partial z^2} \simeq \frac{|\tilde{\rho}_s|}{(q z_w)^2}. \quad (3.25)$$

Hinsichtlich der Ortsabteilungen in Ausbreitungsrichtung verhält sich $\tilde{\rho}_s$ also in der Tat wie eine langsam veränderliche Einhüllende

$$\frac{\partial^2 \tilde{\rho}}{\partial z^2} \simeq -\frac{1}{2} \left\{ 2iq \frac{\partial \tilde{\rho}_s}{\partial z} + q^2 \tilde{\rho}_s \right\} e^{i(\Omega t - qz)} + c.c.. \quad (3.26)$$

Eine analoge Schlußfolgerung für die Zeitableitungen ist aber nicht gültig, weil unter den hier vorliegenden experimentellen Bedingungen die Impulsdauer t_L und die inverse Schallfrequenz bzw. Brillouinfrequenzverschiebung Ω^{-1} von der gleichen Größenordnung sind. Deswegen kann weder $\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_s}{\partial t^2}$ noch $2\Omega \frac{\partial \tilde{\rho}_s}{\partial t}$ gegenüber $\Omega^2 \tilde{\rho}_s$ vernachlässigt werden, d.h. hinsichtlich der Zeitableitungen ist $\tilde{\rho}_s$ keine langsam veränderliche Einhüllende.

Die transversale Ortsableitung $\nabla_{\perp}^2 \tilde{\rho}_s$ ist in der Regel von derselben Größenordnung wie der Term $2q \frac{\partial \tilde{\rho}_s}{\partial z}$. Dies wird verständlich, wenn man sich vergegenwärtigt, daß sich Dichte- und Lichtwellen räumlich ähnlich verhalten. Für einen Strahl mit dem Öffnungswinkel Θ_o , der nicht beugungsbegrenzt sein muß, beträgt die charakteristische Länge, über die sich $E_{L,S}$ und auch $\tilde{\rho}_s$ in transversaler Richtung merklich ändern, $(k_L \Theta_o)^{-1}$; für die entsprechende Länge in z- Richtung gilt $(k_L \Theta_o^2)^{-1}$ /Zel'dovich, Pilipetzki und Shkunov, 1985/. Daraus folgt für das Verhältnis $\nabla_{\perp}^2 \tilde{\rho}_s / (2q \frac{\partial \tilde{\rho}_s}{\partial z}) \sim k_L / 2q$. Nun sind aber wegen $\Omega \ll \omega_{L,S}$ die Wellenzahlen k_L und k_s des Pump- und rückgestreuten Lichtes annähernd gleich, so daß

$$q \simeq 2k_L \quad (3.27)$$

gilt, womit $\nabla_{\perp}^2 \tilde{\rho}_s$ und $2q \frac{\partial \tilde{\rho}_s}{\partial z}$ in etwa gleich groß werden.

Führt man die Gln. (3.16), (3.24b) und (3.26) in die Gl.(3.21) ein und beachtet $\text{div} \vec{f} \simeq -\frac{1}{4} \epsilon_o \chi_o q^2 E_L E_s^* e^{i(\Omega t - qz)} + \text{c.c.}$, so ergibt sich bei Vergleich von Termen mit gleicher Exponentialfunktion $e^{i(\Omega t - qz)}$ und unter Berücksichtigung der Schalldispersionsbeziehung

$$a_o = \frac{\Omega}{q} \quad (3.28)$$

folgende Dgl. für die Schallamplitude $\tilde{\rho}_s$

$$a_o^2 (\nabla_{\perp}^2 \tilde{\rho}_s - 2iq \frac{\partial \tilde{\rho}_s}{\partial z}) - \frac{\partial^2 \tilde{\rho}_s}{\partial t^2} - 2i\Omega \frac{\partial \tilde{\rho}_s}{\partial t} (1 - i \frac{\Gamma q^2}{2\Omega}) - i\Omega \Gamma q^2 \tilde{\rho}_s = -\frac{1}{2} \epsilon_o \chi_o E_L E_s^* q^2. \quad (3.29)$$

Diese Gleichung läßt sich noch weiter vereinfachen, weil der die Ortsableitungen enthaltene Term $a_o^2 (\nabla_{\perp}^2 \tilde{\rho}_s - 2iq \frac{\partial \tilde{\rho}_s}{\partial z}) \sim \frac{\tilde{\rho}_s}{(w_o/a_o)^2}$ (w_o Tailenradius) klein ist gegenüber den Zeitableitungen, beispielsweise $\frac{\partial^2 \tilde{\rho}_s}{\partial t^2} \sim \frac{\tilde{\rho}_s}{t_L^2}$. Der Grund ist der geringe Wert der Schallgeschwindigkeit a_o in Gasen und die kurze Impulsdauer t_L . Für einen Impuls der Dauer $t_L = 1 \text{ ns}$ steht die Schallwelle praktisch still, da die Zeitspanne w_o/a_o , die die Dichtestörung zum Überqueren des Strahlquerschnittes benötigt, selbst für kleine Tailenradien $w_o \sim 0.05 \text{ mm}$ rund 100 Mal größer als t_L ist. In Flüssigkeiten und Festkörpern ist die Situation wegen der hohen Schallgeschwindigkeit (rund 10 Mal höher als in Gasen) nicht mehr so eindeutig; für

Impulsdauern $t_L \geq 20\text{ns}$ und Taillenradien $w_o \leq 0.2\text{mm}$ darf man die Ortsableitungen schon nicht mehr vernachlässigen. Die Präsenz konvektiver Terme wirkt sich auf jedem Fall nachteilig auf die Effizienz der Rückstreuung und der Phasenkongjugation aus.

Da unter den hier vorhandenen Verhältnissen diese Terme mit Sicherheit vernachlässigt werden können, reagiert die Schallwelle **streng lokal** auf das Lichtfeld gemäß der Dgl.

$$-\frac{i}{2\Omega} \frac{\partial^2 \tilde{\rho}_s}{\partial t^2} + \frac{\partial \tilde{\rho}_s}{\partial t} + \frac{\tilde{\rho}_s}{2t_{ph}} = -i \frac{\epsilon_o(n_o - 1)k_L}{a_o} E_L E_s^*. \quad (3.30)$$

Die in Gl. (3.30) eingeführte Größe

$$t_{ph} = \left(\frac{\Gamma q^2}{2} \right)^{-1} = (2\Gamma k_L^2)^{-1} \sim \rho_o \lambda_L^2 \quad (3.31)$$

ist die schon in Kap. 2 benutzte Phononenlebensdauer und verkörpert die Energielaxationszeit der Schallwelle /Temkin,1981/, also die Zeitspanne, innerhalb derer die Schallwelle durch Reibung und andere Relaxationsprozesse (siehe Kap.7) ihre Energie verliert. In Gl. (3.30) ist der Term $\Gamma q^2/(2\Omega)$ vernachlässigt worden, weil in hochverdichteten Gasen t_{ph} typischerweise von der Größenordnung 30 ns ist, so daß wegen $\Omega \sim 10^9\text{s}^{-1}$ die Relation $\Gamma q^2/(2\Omega) = (\Omega t_{ph})^{-1} \ll 1$ gilt. Außerdem ist in Gl.(3.30) χ_o durch $2(n_o - 1)$ sowie q durch $2k_L$ ersetzt worden.

Für das folgende ist es zweckmäßig, Gl.(3.30) in eine dimensionslose Form zu bringen. Dazu wird die Zeit auf die Impulsdauer t_L bezogen,

$$\tau = t/t_L, \quad (3.32)$$

die Feldstärken $E_{L,S}$ auf die Maximalfeldstärke E_L^{Max} des Pumpimpulses vor Eintritt in das Brillouin-aktive Medium,

$$\mathcal{E}_{L,S} = \frac{E_{L,S}}{E_L^{Max}}, \quad (3.33)$$

und die Dichte $\tilde{\rho}_s$ auf die Referenzdichte ρ_{ref} ,

$$\beta = +i \frac{\tilde{\rho}_s}{\rho_{ref}} \quad (3.34)$$

mit

$$\rho_{ref} = \frac{2(n_o - 1)k_L t_L}{a_o c_{vac}} I_L^{Max}. \quad (3.35)$$

$I_L^{Max} = \frac{1}{2} c_{vac} \epsilon_o (E_L^{Max})^2$ ist die Maximalintensität des Pumpimpulses vor Beginn des Streuprozesses. Unter Berücksichtigung der Gln. (3.32) bis (3.35) geht Gl.(3.30) über in

$$-i\alpha \frac{\partial^2 \beta}{\partial t^2} + \frac{\partial \beta}{\partial \tau} + \frac{\beta}{2\tau_{ph}} = \mathcal{E}_L \mathcal{E}_S^* \quad (3.36)$$

mit

$$\alpha = (2\Omega t_L)^{-1} \sim 1 \quad (3.37)$$

und

$$\tau_{ph} = t_{ph}/t_L. \quad (3.38)$$

Der nächste Schritt beinhaltet eine Umformung der Wellengleichung (3.7), die die Ausbreitung der Pump- und rückgestreuten Welle beschreibt. Führt man den Ansatz für die beiden Lichtwellen gemäß Gl.(3.13) und den für die Dichtestörung gemäß Gl.(3.23) in die Gl (3.7) ein und vergleicht Terme mit gleicher Exponentialfunktion $e^{i(\omega_L t - k_L z)}$, so findet man unter Beachtung von (3.15) ($\frac{\partial^2 E_L}{\partial z^2}$ und $\frac{\partial^2 E_L}{\partial t^2}$ sind vernachlässigbar) für die Pumpwelle folgende Dgl.

$$\frac{\partial E_L}{\partial t} + c_{vac} \left(\frac{\partial E_L}{\partial z} + \frac{i}{2k_L} \nabla_{\perp}^2 E_L \right) = i \frac{(n_o - 1) c_{vac} k_L}{2\rho_o} \tilde{\rho}_S E_S, \quad (3.39)$$

wobei von der Dispersionsbeziehung

$$c = \frac{\omega_L}{k_L} \simeq c_{vac} \quad (3.40)$$

Gebrauch gemacht wurde. Wegen $(\omega_L t_L) \gg 1$ durfte die zweite Ableitung $\partial^2(\tilde{\rho}_S \vec{E})/\partial t^2$ durch $-\frac{1}{2}\omega_L^2 \tilde{\rho}_S E_S e^{i(\omega_L t - k_L z)}$ ersetzt werden. Ganz analog ergibt sich die Dgl. für die rückgestreute Welle zu (Vergleich von Termen mit einer Exponentialfunktion des Typs $\exp\{i(\omega_S t + k_S z)\}$)

$$\frac{\partial E_S}{\partial t} - c_{vac} \left(\frac{\partial E_S}{\partial z} - \frac{i}{2k_L} \nabla_{\perp}^2 E_S \right) = -i \frac{(n_o - 1) c_{vac} k_L}{2\rho_o} \tilde{\rho}_S^* E_L, \quad (3.41)$$

wobei

$$c = \omega_s / k_s \simeq c_{vac} \quad (3.42)$$

und

$$k_s \simeq k_L \quad (3.43)$$

verwendet wurde. Im Gegensatz zur Schallwelle sind bei den beiden Lichtwellen die Terme für die Orts- und Zeitableitungen wegen des hohen Wertes der Lichtgeschwindigkeit von gleicher Größenordnung. Um die Gln. (3.39) und (3.41) in dimensionslose Form zu bringen, werden die Feldstärken $E_{L,S}$ wieder auf E_L^{Max} und die Dichte $\tilde{\rho}_s$ auf ρ_{ref} normiert. Außerdem wird die dimensionslose Ausbreitungskoordinate

$$\xi = z / (c_{vac} t_L) \quad (3.44)$$

eingeführt. Die transversalen Koordinaten werden durch Bezug auf den Tailen- oder Wellenleiterradius w_o entdimensionalisiert. Somit ergibt sich

$$\frac{\partial \mathcal{E}_L}{\partial \tau} + \frac{\partial \mathcal{E}_L}{\partial \xi} + i\mu \nabla_{\perp}^2 \mathcal{E}_L = -\delta \beta \mathcal{E}_s, \quad (3.45a)$$

$$\frac{\partial \mathcal{E}_s}{\partial \tau} - \frac{\partial \mathcal{E}_s}{\partial \xi} + i\mu \nabla_{\perp}^2 \mathcal{E}_s = +\delta \beta^* \mathcal{E}_L, \quad (3.45b)$$

$$-i\alpha \frac{\partial^2 \beta}{\partial \tau^2} + \frac{\partial \beta}{\partial \tau} + \frac{(\beta - \beta_N)}{\tau_{ph}} = +\mathcal{E}_L \mathcal{E}_s^* \quad (3.45c)$$

mit

$$\mu = \frac{c_{vac} t_L}{2k_L w_o^2}. \quad (3.45d)$$

Der Übersichtlichkeit halber wurde die Dgl. für die Dichtestörung noch hinzugefügt und geringfügig durch Einfügung des Rauschterms $\beta_N = \rho_N / \rho_{ref}$ (ρ_N thermisch bedingte Dichtefluktuatation) modifiziert. Dadurch wird erreicht, daß die Schallamplitude sich nach Abschalten des Treibers $\mathcal{E}_L \mathcal{E}_s^*$ mit der Zeitkonstanten τ_{ph} auf das durch das Rauschen vorgegebene Niveau einpendelt.

Die Größe δ ist der Kopplungsparameter und durch die Formel

$$\delta = \frac{\{(n_o - 1)k_L t_L\}^2}{\rho_o a_o} I_L^{Max} > 0 \quad (3.46)$$

gegeben. δ bestimmt die Stärke der Wechselwirkung zwischen den drei Wellen. Je größer δ , desto stärker fällt der Energieübertrag von der Pumpwelle auf die rückgestreute Welle aus und desto heftiger wird die Dichtestörung.

Bei der **stationären** SBS mit ebenen Wellenfronten $\mathcal{E}_{L,S}$ verschwinden die transversalen und Zeitableitungen in den Gln. (3.45). Bei Beschränkung auf den Kleinsignalbereich $\mathcal{E}_L \simeq \text{const.}$ geht Gl.(3.45 b) bei $\beta \gg \beta_N$ über in

$$-\frac{d\mathcal{E}_S}{d\xi} = \delta\tau_{ph}\mathcal{E}_L\mathcal{E}_L^*\mathcal{E}_S. \quad (3.47)$$

Diese Gleichung läßt sich auf Intensitäten umschreiben. Mit $I_{L,S} = \frac{1}{2}\epsilon_0 c_{vac} E_{L,S}^2$ erhält man

$$-\frac{dI_S}{dz} = g_B I_L I_S. \quad (3.48)$$

g_B ist der **stationäre** Brillouinverstärkungsfaktor und durch die Formel

$$g_B = \frac{(n_o - 1)^2}{a_o c_{vac} (\eta_D + \frac{4}{3}\eta)} \quad (3.49)$$

gegeben. Er wird gewöhnlich in den Einheiten cm/MW angegeben.

3.5. INTEGRATION

Das Dgl.- System (3.45) gilt im Rahmen der paraxialen Näherung (Vernachlässigung der zweiten Ortsableitungen in Ausbreitungsrichtung) für beliebig geformte Wellenfronten und beinhaltet darum auch das Phänomen der Phasenkonjugation. Es ist geschlossen nicht lösbar und darum nur einer numerischen Integration zugänglich. Wegen des immensen Aufwandes bezüglich Rechenzeit und Speicherkapazität ist aber - soweit bekannt - der allgemeine Fall räumlich dreidimensionaler, transients Brillouinstreuung bisher in der Literatur noch nicht behandelt worden. Lediglich der stationäre Fall ist untersucht worden /Lehmberg, 1982 und 1983/ , wobei in transversaler Richtung nur eine Koordinate berücksichtigt wurde, um den Rechenbedarf in erträglichem Rahmen zu halten. Diese Arbeit macht deutlich, daß Sättigung oder Aufzehrung der Pumpwelle die Güte (Fidelity) der Phasenkonjugation verbessert. Dieses Ergebnis stellt eine wesentliche Ergänzung der theoretisch- analytischen, auf den stationären Kleinsignalbereich beschränkten Beiträge von /Sidorovich, 1976/ und /Hellwarth, 1978/ dar, die erstmals die Bedingungen spezifizierten, denen der Pumpstrahl genügen muß , damit Phasenkonjugation überhaupt auftreten kann. Eine zusammenfassende Darstellung der neueren Literatur auf diesem Gebiet wie auch einige Anmerkungen zur transienten Phasenkonjugation finden sich in dem Buch von /Zel'dovich, Pilipetzky und Shkunov, 1985/ und in dem Übersichtsartikel von /Valley, 1986/.

Um den Rechen- und Zeitaufwand in dem mir zur Verfügung stehenden Rahmen zu halten, habe ich mich darauf beschränkt, das Dgl.- System (3.45) unter der Annahme ebener Wellenfronten $\nabla_{\perp}^2 \mathcal{E}_{L,S} = 0$ zu integrieren. Aussagen über die Strahleigenschaften des SBS- Strahles im Verhältnis zu denen des Pumpstrahles sind dann natürlich nicht mehr möglich. Jedoch kann man davon ausgehen, daß die Information, die das reduzierte Dgl.- System bezüglich Energietransfer zwischen den beiden Impulsen und der Form des SBS- Impulses liefert, von der Annahme $\nabla_{\perp}^2 \mathcal{E}_{L,S} = 0$ im wesentlichen unberührt bleiben. Ein exakter Beweis dieser Vermutungen steht allerdings noch aus.

Das hier betrachtete, reduzierte Dgl.-System besitzt gegenüber den bisher in der Literatur behandelten Versionen eine wichtige Modifikation, die in der Mitnahme der sonst vernachlässigten zweiten Ableitung der Schallamplitude β be-

steht (siehe Dgl. (3.45c)). Die Berücksichtigung des Termes $\frac{\partial^2 \beta}{\partial \tau^2}$ macht die Dgl. für die Schallamplitude zu einem schwingungsfähigen Gebilde, dessen Eigenfrequenz im wesentlichen wegen $\tau_{ph} \gg 1$ durch die Brillouinfrequenzverschiebung Ω bestimmt wird. Das bedeutet aber, daß die Einhüllende E_s der rückgestreuten Welle ebenfalls mit einer durch Ω bestimmten Frequenz moduliert sein muß, d.h. der Intensitätsverlauf des rückgestreuten Signals enthält eine Information über die Größe der Frequenzverschiebung. Dies ist eine ganz besondere Eigenschaft der Brillouinstreuung im hochtransienten Bereich. Sie tritt nicht auf, wenn wegen $\alpha = (\Omega t_L)^{-1} \ll 1$ oder großer Impulsdauer t_L der Term $\partial^2 \beta / \partial \tau^2$ vernachlässigt werden kann, was für die bisher nahezu ausschließlich untersuchte Rückstreuung im transienten oder stationären Bereich gilt.

Die im Experiment benutzte, fokussierende Anordnung (siehe Abb. 2.1) wird dadurch nachgebildet, daß die Wechselwirkungslänge auf die Rayleighzone beschränkt wird, was eine experimentell und theoretisch gut abgesicherte Annahme darstellt/Rysakov, Aristov und Korotkov, 1982/. Die für den Streuvorgang relevante Pumpintensität, die in die Kopplungskonstante δ und die Referenzdichte ρ_{ref} eingeht, ist der über die Rayleighzone erstreckte räumliche Mittelwert der Intensität des Laserstrahles. Streuverluste sind in den Gln. (3.45) nicht berücksichtigt, weil der Verstärkungskoeffizient der Brillouinrückstreuung, der hier $\sim 1 \text{ cm}^{-1}$ beträgt, um einen Faktor von etwa 10^3 größer ist als der die Streuverluste erfassende Extinktionskoeffizient, der in Gasen typischerweise bei $\leq 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ liegt. Im allgemeinen Fall sind $\mathcal{E}_L$, $\mathcal{E}_s$ und β komplexe Größen mit einem Real- und Imaginärteil, wobei $\mathcal{E}_L$ vor Beginn der Wechselwirkung als reell betrachtet werden darf. In dem Sonderfall $\alpha \ll 1$ (Impulsdauer $t_L \gg$ inverse Frequenzverschiebung Ω^{-1}) ist die zweite Ableitung $\partial^2 \beta / \partial \tau^2$ in Gleichung (3.45c) vernachlässigbar. Dann können $\mathcal{E}_L$, $\mathcal{E}_s$ und β alle als reell angesehen werden. Wegen Gl.(3.34) bedeutet dies, daß zwischen Pump- und rückgestreuter Welle einerseits und Schallwelle andererseits eine Phasenverschiebung von 90° besteht.

Trotz der mit der Annahme $\nabla_{\perp}^2 \mathcal{E}_{L,s} = 0$ einhergehenden Vereinfachung ist das Dgl. (3.45) immer noch nicht analytisch lösbar und muß daher numerisch integriert werden. Es ist vom hyperbolischen Typ, wie sich aufgrund einer Standardanalyse, s.z.B./Sauer 1958/, leicht zeigen läßt. Es besitzt drei geradlinige

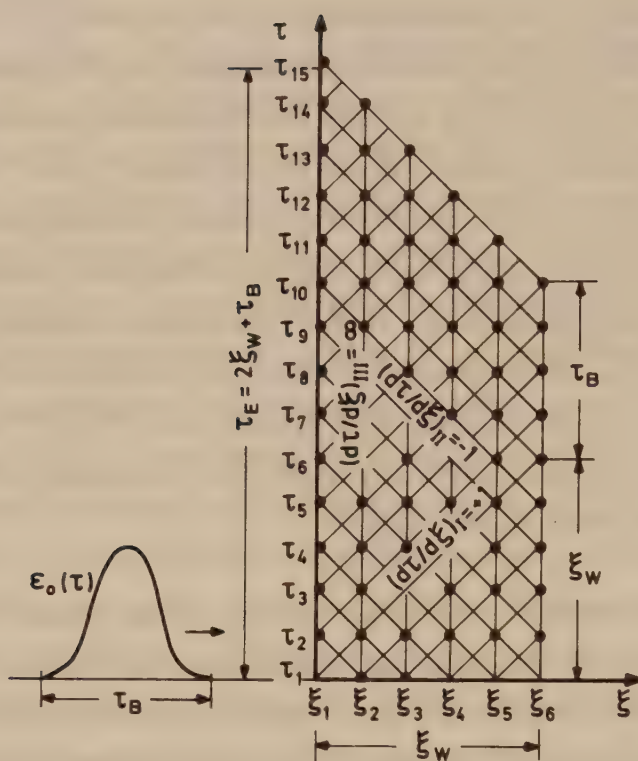


Abb. 3.1: Integrationsbereich und Charakteristiken in der ξ, τ Ebene

Charakteristiken mit den Steigungen $(d\tau/d\xi)_{I,II,III} = \pm 1, \infty$ (siehe Abb.3.1). In dem benutzten Lösungsschema wird längs dieser Charakteristiken integriert. Der Integrationsbereich ist ein halboffenes Rechteck, das nach unten durch die Abszisse $\tau = 0$, nach links durch die Gerade $\xi = 0$ und nach rechts durch die Gerade $\xi = \xi_w$ begrenzt wird. ξ_w ist die Länge der Wechselwirkungszone. Auf dem linken Rand wird der Pumpimpuls $\mathcal{E}_L(\xi = 0, \tau) = \mathcal{E}_o(\tau)$ vorgegeben, auf dem rechten Rand gilt stets $\mathcal{E}_S(\xi = \xi_w, \tau) = 0$. Auf der Abszisse sind in Form einer Anfangsbedingung $\mathcal{E}_L(\xi, \tau = 0) = 0$, $\mathcal{E}_S(\xi, \tau = 0) = 0$ und $\beta(\xi, \tau = 0) = \beta_o(\xi)$ vorgeschrieben. Für den ersten Impuls ist $\beta_o(\xi)$ gleich dem Rauschterm β_N , der statistischer Natur ist, d.h. $\beta_N(\xi)$ schwankt in willkürlicher Weise um den Mittelwert $\sqrt{\langle \beta_N^2 \rangle}$, der typischerweise bei 10^{-7} liegt. Numerisch läßt sich diese Situation dadurch simulieren, daß β_N in jedem auf der ξ - Achse gelegenen Gitterpunkt einen durch einen Zufallsgenerator ermittelten Wert zugewiesen erhält. Der Zufallsgenerator erzeugt bei jedem Aufruf irgendeine Zahl zwischen -1 und +1. Mit dieser Zahl wird der Mittelwert $\sqrt{\langle \beta_N^2 \rangle}$ multipliziert, wobei der sich ergebende Wert für ein vorge-

gegebenes ξ die Rauschamplitude darstellt. Diese Prozedur wird pro Gitterpunkt zweimal durchgeführt, einmal für den Real - und einmal für den Imaginärteil der Rauschamplitude, da beide statistisch voneinander unabhängig sind. Um sicherzustellen, daß die auf diese Weise ausgeführten lokalen Rauschamplituden auch tatsächlich den Mittelwert $\sqrt{\langle \beta_N^2 \rangle}$ haben, muß jede von ihnen noch mit dem Normierungsfaktor $\langle \beta_N^2 \rangle^{\frac{1}{2}} / (M^{-1} \Sigma \beta_N^2)^{\frac{1}{2}}$ multipliziert werden, der getrennt für den Real- und Imaginärteil zu bestimmen ist. M bedeutet die Anzahl der Gitterpunkte auf der ξ - Achse; in Abb. 3.1 hat M den Wert 6. Für den zweiten Impuls entspricht $\beta_o(\xi)$ der Amplitudenverteilung, die der erste Impuls nach Durchgang durch die Wechselwirkungszone zurückläßt. Analoges gilt für weitere Impulse.

Die Integrationsdauer τ_E hängt von der Länge der Wechselwirkungszone ξ_w und der Basislänge τ_B des Pumpimpulses ab (siehe Abb. 3.1). Die Integration wird beendet, wenn der Pumpimpuls aus der Zelle hinausgetreten ist und sich diese Information bis zum Zelleneintritt fortgepflanzt hat. Die Zeitspanne, die bis zum völligen Verlassen des Pumpimpulses aus der Zelle vergeht, beträgt $\xi_w + \tau_B$. Bis diese Information am Zelleneintritt angelangt ist, dauert es noch einmal die Zeitspanne ξ_w , also $\tau_E = 2\xi_w + \tau_B$.

In die Lösung des reduzierten Dgl. System (3.45) gehen neben dem vorzugebenden Pumpimpuls fünf Parameter ein: $\beta_N, \Omega, \tau_{ph}, \delta$ und ξ_w . Dabei haben die Brillouinfrequenzverschiebung Ω und die Phononenlebensdauer $\tau_{ph} \gg 1$ wenig Einfluß auf die Effizienz des Streuprozesses. Die Rauschamplitude $\beta_N(\xi)$ spielt eine Rolle, wenn nur ein Pumpimpuls bei geringem Reflexionsgrad verwendet wird; bei mehreren Pumpimpulsen macht sich das statistisch bedingte Schuß - zu -Schuß - Schwanken von $\beta_N(\xi)$ im Reflexionskoeffizienten der letzten Pumpimpulse praktisch nicht mehr bemerkbar, wenn diese oberhalb 20 % liegen. Den bei weitem stärksten Einfluß übt das Produkt $\delta \xi_w$ aus, was in Kap. 5.3 näher ausgeführt wird. Bei konstanten Fokussierungsbedingungen wird die Effizienz der Rückstreuung nur von δ beeinflusst; sie wird um so höher, je größer der Kopplungsparameter wird. Gemäß Gl. (3.46) skaliert δ wegen $(n_o - 1) \sim \rho_o$ und $\rho_o \sim p_o$ mit

$$\delta \sim p_o I_L^{Max}. \quad (3.50)$$

I_L^{Max} ist durch den druckabhängigen Gasdurchbruch begrenzt. Entscheidend ist nun die Art der Druckabhängigkeit von I_L^{Max} . Gilt z.B. $I_L^{Max} \sim 1/p_o$ würde

eine Druckerhöhung keine Vorteile bringen. Ist die Druckabhängigkeit schwächer ausgeprägt, z.B. $I_L^{Max} \sim p^{-a}$ mit $a < 1$, so verbessert eine Drucksteigerung den Wirkungsgrad der Rückstreuung. Deshalb ist die Kenntnis der Druckabhängigkeit von I_L^{Max} von zentraler Bedeutung für das Mehrimpulsreflexionsschema. Dieser Frage wird im folgenden Kapitel nachgegangen.

4. Laserinduzierter Gasdurchbruch

Gegenstand dieses Kapitels ist die Messung der Durchbruchintensität der Gase, die als Brillouinmedien in Betracht kommen: Ar, Xe, SF_6 und N_2 . Diese Gase besitzen eine hohe Ionisationsenergie (Ar 15.7 eV, Xe 12.1 eV, N_2 15.6 eV, SF_6 15.5 eV), ein akzeptables Refraktionsvermögen, was für die Kopplungskonstante δ wichtig ist, einen bezüglich SBS nicht zu hohen Ramanverstärkungskoeffizienten und eine Phononenlebensdauer, die im relevanten Druckbereich die richtige Größenordnung aufweist.

Zur Erzeugung des Gasdurchbruches wird der Laserstrahl in das gasförmige Medium fokussiert. Überschreitet die Laserintensität einen Schwellenwert I_D , tritt im Fokusbereich des Mediums Ionisation auf. Das entstehende Plasma absorbiert die einfallende Laserstrahlung, so daß nur ein Teil transmittiert wird. Da die Brechzahl des Plasmas kleiner 1 ist und somit verschieden von der des ursprünglichen Mediums, und außerdem ein dem Plasma vorgelagerter Verdichtungsstoß entsteht, wird die Strahldivergenz des hindurchgelassenen Lichtes massiv verändert. Die Strahlverluste durch Absorption und Reflexion sowie die Defokussierung bewirken, daß andere nichtlineare Prozesse wie SBS oder SRS wenige oder gar keine Chancen haben, sich zu entwickeln. SBS oder SRS können sich also nur bei solchen Laserintensitäten ungestört entfalten, die unterhalb I_D liegen. Aus diesem Grund ist die genaue Kenntnis von I_D für die Rückstreuung wichtig.

4.1. EXPERIMENTELLES

Das Phänomen des laserinduzierten Gasdurchbruches wurde in den sechziger und Anfang der siebziger Jahre ausgiebig untersucht. Seitdem sind keine wesentlichen Erkenntnisse mehr hinzugetreten, wenn man von der Zunahme des experimentellen Materials einmal absieht. Die Ergebnisse sind in dem Buch „Laser Induced Discharge Phenomena“ /Raizer, 1977/ und in einer Reihe von Übersichtsartikeln zusammengefaßt, von denen hier nur die beiden „Optical Discharges“ /Raizer, 1980/ und /Grey Morgan, 1983/ erwähnt seien. Danach hängt die Durchbruchintensität eines Gases im wesentlichen von seinem Druck

sowie der Wellenlänge und Dauer des Laserimpulses ab. Die Brennweite der fokussierenden Linse spielt eine Rolle, wenn im Fokusbereich Elektronenverluste durch Diffusion nicht vernachlässigbar sind, was vor allem bei langen Impulsen und kurzen Brennweiten zu beachten ist. Bei niedrigen Drücken dominiert die Multiphotonenionisation, bei hohen Drücken die Elektronenstoßionisation. Trotz zahlreicher Experimente lagen für die Wellenlänge von $\lambda_L = 1.32\mu\text{m}$ und Impulsdauern $t_L = 0.7 - 1\text{ ns}$ keine entsprechenden Messungen vor. Da die Extrapolation der vorhandenen Messungen auf die Verhältnisse dieser Arbeit jedoch mit einiger Unsicherheit behaftet ist und zudem für N_2 und SF_6 nur geringes Datenmaterial zur Verfügung steht, habe ich es vorgezogen, die Druckabhängigkeit der Durchbruchintensität selber experimentell zu bestimmen.

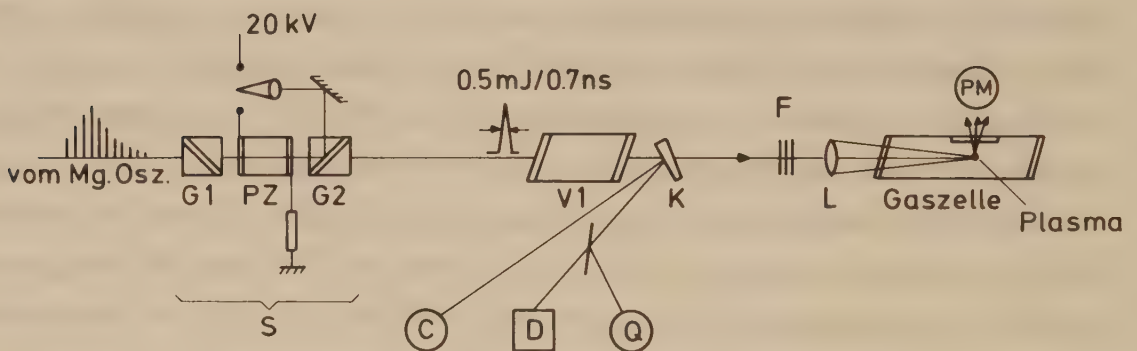


Abb. 4.1: Meßaufbau zur Bestimmung der Durchbruchintensität. Der Selektionsschalter S setzt sich aus zwei gekreuzten Glanprismen $G1$ und $G2$ und einer Pockelszelle PZ zusammen. $V1$ Verstärker, F Abschwächungsfilter, K Keil. Die Diagnostik besteht aus einem Kalorimeter C , einem Detektor D zur Aufzeichnung der Impulsform, der Infrarot Kamera Q zur Überprüfung der Strahlqualität und einem Photonenvervielfacher PM zur Beobachtung der beim Gasdurchbruch auftretenden Leuchterscheinung.

Abb. 4.1 zeigt den verwendeten Meßaufbau. Aus dem Impulszug, den ein aktiv modengekoppelter Oszillator liefert, wird mit Hilfe des Selektionsschalters S ein einzelner Impuls aus dem Bereich des Maximums der Folge isoliert und anschließend in dem Verstärker $V1$ auf etwa 20 mJ verstärkt. Vor Eintritt in

die Gaszelle werden Impulsdauer und Energie gemessen und die Strahlqualität überprüft. In allen Experimenten betrug die Brennweite der Linse $f = 30 \text{ cm}$. Dieser Wert ist einerseits klein genug, um auch bei niedrigen Gasdrücken einen Durchbruch erzielen zu können, andererseits aber auch groß genug, um Diffusionsverluste ausschließen zu können, weil die zum Verlassen des Fokusvolumen nötige Zeitspanne

$$t_d \sim \frac{w_o^2}{10D} \sim 100 \text{ ns} \quad (4.1)$$

groß gegen die Laserimpulsdauer $t_L \sim 1 \text{ ns}$ ist. w_o bedeutet den Fokusbereich und D den Diffusionskoeffizienten der Elektronen. Unter den vorhandenen experimentellen Bedingungen haben w_o und D typischerweise Werte von 10^{-2} cm und $10^2 \text{ cm}^2/\text{s}$. Da Diffusionsverluste hier also keine Rolle spielen, dürfen die ermittelten Durchbruchintensitäten auch bei Anordnungen benutzt werden, in denen die Brennweite der Linse größer als 30 cm ist.

Wenn Selbstfokussierung eine Rolle spielt, ist es in der Regel sehr schwer, genaue Werte für die Durchbruchintensität zu ermitteln. Ob Selbstfokussierung berücksichtigt werden muß, hängt von dem Verhältnis der Linsenbrennweite f und der Länge z_f ab, nach der der Laserstrahl nach Eintritt in das Medium den selbst-erzeugten Fokus erreicht. Nach /Yariv,1975/ gilt für z_f die Formel

$$z_f = \frac{d}{2} \sqrt{\frac{n}{\delta n}}. \quad (4.2)$$

d ist der Strahldurchmesser beim Eintritt in das Medium, n dessen "normale" Brechzahl und δn die intensitätsabhängige Brechzahländerung

$$\delta n = \gamma I. \quad (4.3)$$

γ bedeutet den nichtlinearen Brechungsindexkoeffizienten und I die Strahlintensität beim Eintritt in das Medium. Unter den hier vorliegenden Bedingungen sind typische Werte für n , d , γ und I 1 , 0.3 cm , $10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ (entsprechend $100 \text{ bar } N_2$ oder $20 \text{ bar } SF_6$) und 10^8 W/cm^2 . Daraus ergibt sich $z_f = 1500 \text{ cm}$; z_f ist also groß gegen die Brennweite der Linse von $f = 30 \text{ cm}$. Dies bedeutet, daß Selbstfokussierung hier unwesentlich ist. (In CS_2 wäre es anders.)

Das Verhältnis von Linsenbrennweite f zu Strahldurchmesser d_l am Ort der Linse betrug 10. Dieser Wert ist nach /Ireland et al. , 1974/ groß genug, um sicherzustellen, daß primäre sphärische Aberration die Meßwerte der Durchbruchintensität nicht verfälscht.

Für die Minimierung der Streuung der Meßwerte ist auch das vom Selektions-
schalter einzuhaltende Unterdrückungsverhältnis U wichtig. Dieses muß stets so
gut sein, daß die Vorimpulse die Startelektronendichte im Fokusbereich nicht we-
sentlich beeinflussen. $U \sim 10^{-3}$ erwies sich als ausreichend. Ein solcher Wert läßt
sich mit einem aus zwei gekreuzten Glanprismen und einer Pockelszelle bestehen-
dem Schalter ohne großen Aufwand verwirklichen. Das Tor des Schalters entspricht
dem Impulsabstand von hier 17 ns. Zwischenimpulsrauschen kann also dem Im-
puls, der den Durchbruch auslösen soll, um eine Zeitspanne von maximal 17 ns
vorausgehen. Da beim aktiv modengekoppelten Jodlaser das Intensitätsverhältnis
von Impuls zu Untergrund größer als 10^4 ist /Brederlow, Fill u. Witte, 1983/, hat
das Zwischenimpulsrauschen keinen Einfluß auf die Durchbruchintensität.

Die aus Metall gefertigte Gaszelle besitzt ein seitliches Fenster, durch das
die beim Gasdurchbruch entstehende Leuchterscheinung beobachtet werden kann.
Zu diesem Zweck wurde ein im sichtbaren empfindlicher Photonenvervielfacher
benutzt. Gasdurchbruch manifestierte sich stets als ein eindeutig identifizierba-
res Signal mit steilem Anstieg und sehr langsamen Abfall. Die Schwelle für den
Durchbruch wurde ermittelt, indem die Impulsenergie durch feinstufige Filter so-
weit abgeschwächt wurde, bis der Photonenvervielfacher kein Signal mehr lieferte.
Der Übergang ließ sich so auf einen schmalen Energiebereich eingrenzen, innerhalb
dessen die Impulsenergie um einen Faktor von maximal 2 variierte.

Die Durchbruchintensität wurde aus der Formel

$$I_D = \frac{E_D}{\pi w_o^2 t_L} \quad (4.4)$$

bestimmt. E_D ist die gemäß der zuvor geschilderten Methode gemessene Durch-
bruchenergie des Laserimpulses und w_o der Strahlradius im Fokus, der aus der

Beziehung

$$2w_o = 2.7\lambda_L \frac{f}{d_l} \quad (4.5)$$

errechnet werden kann. d_l bedeutet den experimentell ermittelten Strahldurchmesser am Ort der Linse, wobei auf die Fläche $\frac{\pi d_l^2}{4}$ 98 % der Impulsenergie entfällt. Aus den Gl.(4.4) und (4.5) geht hervor, daß I_D als ein Raum- Zeit- Mittelwert anzusehen ist und nicht die Spitzenintensität des Laserimpulses bedeutet. In Abb. 4.2 sind die Messungen der Durchbruchintensität für die vier ausgesuchten Gase in Abhängigkeit vom Druck wiedergegeben.

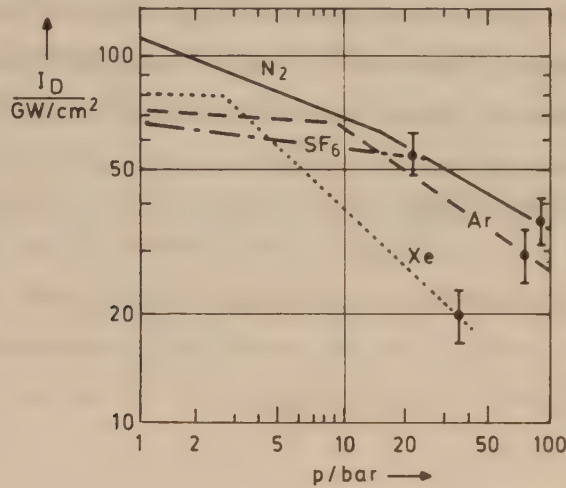


Abb. 4.2: Durchbruchintensität als Funktion des Druckes für eine Impulsdauer $t_L = 0.7 \text{ ns}$ und eine Wellenlänge $\lambda_L = 1.32 \text{ } \mu\text{m}$.

Jede Kurve entstand aus 6 Meßpunkten und diese wiederum aus jeweils 15-20 Schüssen. Zur Erhaltung der Übersichtlichkeit ist in jede Kurve nur 1 Meßpunkt mit dem entsprechenden Fehlerbalken eingezeichnet. In allen Fällen ist die Druckabnahme von I_D schwächer als $1/p$. Gemäß der Ausführung am Ende des Abschnitts 3.5 läßt sich also die Kopplungskonstante δ und damit der Reflexionskoeffizient der Brillouinrückstreuung durch Drucksteigerung erhöhen.

Die geringste Druckabhängigkeit und höchsten I_D -Werte zeigen die beiden Moleküllgase SF_6 und N_2 ; die beiden Edelgase Argon und Xenon verhalten sich weniger vorteilhaft. Aufgrund dieses Sachverhaltes und wegen der günstigen Pho-

nenenlebensdauer sowie eines ausreichenden Brillouinverstärkungskoeffizienten erscheinen SF_6 und N_2 als diejenigen Gase, die für das Mehrimpulsreflexionsschema am besten geeignet sind. Die Ursache der bei gleichem Druck niedrigeren Durchbruchintensität der Edelgase gegenüber der der Molekülgase ist in den inelastischen Zusammenstößen der Elektronen zu suchen, die bei SF_6 und N_2 wegen der zusätzlichen Anregung von Vibrationszuständen und elektronischen Niveaus mit niedrigen Anregungsenergien zu höheren Energieverlusten der Elektronen führen.

4.2. VERGLEICH THEORIE- EXPERIMENT

Eine Aussage über die Zuverlässigkeit und Genauigkeit der experimentell ermittelten Daten für die Durchbruchintensität I_D läßt sich aus einem Vergleich mit der Theorie gewinnen. /Raizer,1977/ hat für monoatomare Gase eine Formel angegeben, die es im Bereich der durch Elektronenstoß dominierten Ionisation gestattet, die Durchbruchintensität I_D explizit zu berechnen, und die sich in einem breiten Anwendungsbereich ($100ps \leq t_L \leq \infty, 0.5\mu m \leq \lambda_L \leq \infty$) bewährt hat.

$$I_D = 1.52 \times 10^{-18} I_{1,eV} (\omega_L^2 + \nu_m^2) \frac{\nu^*}{\nu_m} \phi(\eta) \quad W/cm^2, \quad (4.6a)$$

$$\eta = \frac{\nu_d + \nu_t}{\nu^*}, \quad (4.6b)$$

$$\nu_d = \frac{5.7 \times 10^{15} I_{1,eV}^*}{\nu_m \omega_{0,cm}^2}, \quad (4.6c)$$

$$\nu_t = \frac{\ln N_e / N_a}{t_L} \simeq \frac{\ln 10^{10}}{t_L}, \quad (4.6d)$$

$$\phi(\eta) = \frac{\nu_E}{\nu^*}. \quad (4.6e)$$

I_1 und I_1^* sind modifizierte Ionisations-bzw. Anregungsenergien, die sich aus der Ionisationsenergie I_i und der Anregungsenergie I^* für den ersten angeregten Zustand wie folgt ergeben

$$I_{1,eV} = I_{i,eV} + 1eV, \quad I_{1,eV}^* = I_{eV}^* + 1eV. \quad (4.7)$$

$\omega_L = \frac{2\pi c}{\lambda_L}$ bedeutet die Kreisfrequenz in (s^{-1}) der Laserstrahlung, ν_m in (s^{-1}) die Stoßfrequenz für elastische Zusammenstöße, ν^* die Stoßfrequenz für Kollisionen, in

denen das Atom durch Zusammenprall mit Elektronen, deren Energien im Bereich $< I_1^*, I_1 >$ liegen, in den ersten angeregten Zustand überführt wird. ν_d ist die Diffusionsfrequenz; ν_d^{-1} entspricht der Zeitspanne, die ein Elektron zum Verlassen des Fokusvolumens $\sim \pi w_0^3$ durch Diffusion benötigt.

Gl. (4.6d) enthält das Durchbruchskriterium. Die lawinenartige Vervielfachung der Elektronenzahl muß so schnell erfolgen, daß innerhalb der Laserimpulsdauer t_L die Elektronendichte auf einen Wert von $N_e \simeq 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ansteigt. Wie viele Untersuchungen gezeigt haben, tritt dann eine deutlich sichtbare Leuchterscheinung im Fokusvolumen auf. Die anfängliche Elektronendichte N_a ist typischerweise von der Größenordnung $10^3 / \text{cm}^3$, d.h. bevor das Plasma zu leuchten beginnt, bedarf es der Erzeugung von 33 Elektronengenerationen. Innerhalb der Zeitspanne ν_t^{-1} verdoppelt sich die Elektronenzahl (Lawinenzeitkonstante).

ν_E^{-1} ist die Zeitspanne, die ein Elektron benötigt, um durch das elektrische Feld der Laserstrahlung die modifizierte Ionisationsenergie I_1 zu erreichen. Nicht alle Elektronen, die diese Energie erreichen, ionisieren auch ein Atom. Deswegen ist die Ionisationsfrequenz ν_i stets kleiner als die "Energiebereitstellungsfrequenz" ν_E . Dieser Sachverhalt ist in der Funktion $\phi(\eta)$ berücksichtigt, da $\nu_d + \nu_t = \nu_i$ gilt (siehe Abb. 4.3).

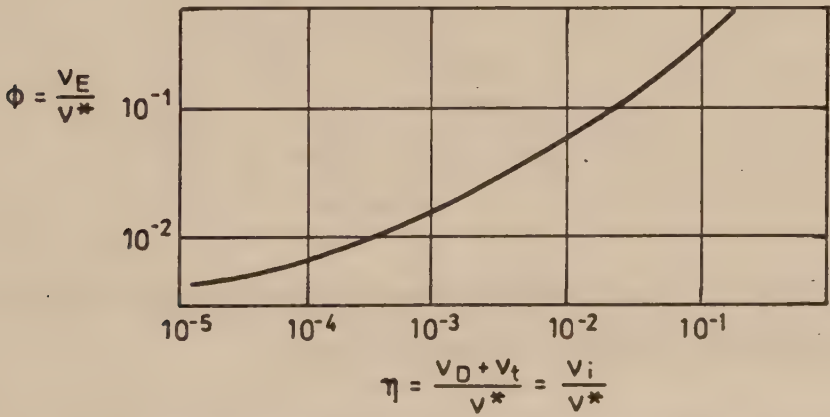


Abb. 4.3: Zusammenhang zwischen Ionisationsfrequenz ν_i und Energiebereitstellungsfrequenz ν_E /Raizer, 1977/.

Die Gln. (4.6) wurden benutzt, um die Durchbruchintensität von Argon und Xenon zu berechnen. Für die verschiedenen Materialparameter wurden die von /Raizer, 1977/ angegebenen Werte benutzt, die in Tab. 4.1 aufgelistet sind.

Tab. 4.1: Materialparameter für Argon und Xenon nach /Raizer, 1977/

	Argon	Xenon
I_1	16.8eV	13.1eV
I_1^*	11.5eV	8.4eV
ν_m	$5.3 \times 10^{12} p_{bar} s^{-1}$	$1.1 \times 10^{13} p_{bar} s^{-1}$
ν^*	$2 \times 10^{11} p_{bar} s^{-1}$	$3 \times 10^{11} p_{bar} s^{-1}$

Laser : $\lambda_L = 1.32 \mu m$; $\omega_L = \frac{2\pi c}{\lambda_L} = 1.43 \times 10^{15} s^{-1}$; $t_L = .7 ns$; $w_o = 10^{-2} cm$.

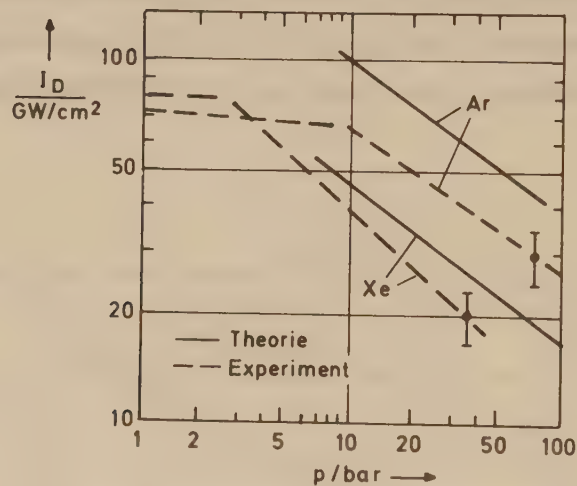


Abb. 4.4: Vergleich der theoretisch und experimentell ermittelten Durchbruchintensitäten für die beiden Edelgase Argon und Xenon

Das Ergebnis der Rechnungen ist in Abb. 4.4 eingetragen. Die experimentellen und theoretischen Kurven stimmen bis auf einen Faktor von 1.5 oder besser miteinander überein. Mehr ist in anbetracht der vielen theoretischen Vereinfachungen und erzielbaren Meßgenauigkeiten für E_D , t_L und w_o auch nicht zu er-

warten. Besonders hervorzuheben ist außerdem die nahezu identische Form der Druckabhängigkeit von I_D . Sowohl theoretisch wie experimentell findet man für Argon und Xenon $I_D \sim p^{-0.4}$. Wegen der breiten experimentellen Absicherung der Raizer'schen Formel können daher die Edelgas-Meßkurven $I_D = f(p)$ als gesichert angesehen werden. Es wurde davon ausgegangen, daß dies in gleicher Weise auch für die Molekulgase N_2 und SF_6 gilt.

Aus den Gln. (4.6) läßt sich auch die Skalierung der Durchbruchintensität mit der Laserimpulsdauer herleiten. Für t_L im Bereich $.1ns \leq t_L \leq 10ns$ findet man näherungsweise für die Edelgase Argon und Xenon

$$I_D \sim t_L^{-1/2}. \quad (4.8)$$

Bei sehr großen Impulsdauern $t_L > 100ns$ wird I_D unabhängig von t_L (diffusionsdominierter Durchbruch). Es ist naheliegend, diese Abhängigkeiten auch für die Molekulgase zu gebrauchen.

5. Rückstreuung mit einer Folge von ns- Impulsen

In diesem Kapitel werden Experimente zur Untersuchung des Mehrimpulsreflexionsschemas beschrieben, die im wesentlichen der Beantwortung der folgenden beiden Fragen dienen:

- 1) Welche Reflexionsgrade sind erzielbar?
- 2) Wie ändert sich die Impulsform bei dem mehrfachen Streuprozess?

5.1. MESSAUFBAU

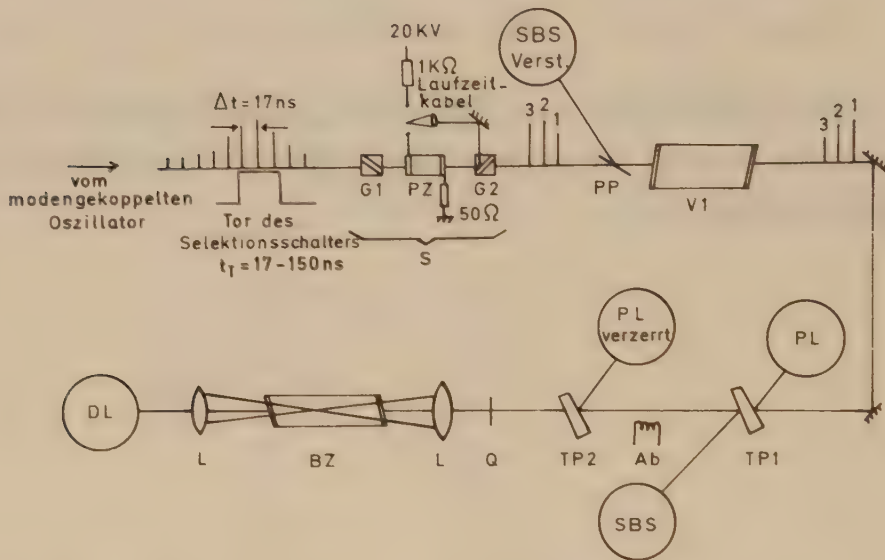


Abb. 5.1: Experimenteller Aufbau. Der Selektionsschalter S besteht aus einer Pockelszelle PZ und zwei gekreuzten Glanprismen $G1$ und $G2$. PP Polarisatorplatte, $V1$ Verstärker, $TP1$ und $TP2$ Teilerplatten, Ab Aberrator, Q $\frac{\lambda}{4}$ -Platte, L Linsen, BZ Brillouinzelle. $\bigcirc$ Diagnostik (Energie, Impulsform und Strahlqualität) für Pumplicht PL und SBS Impulsfolge vor und nach der Verstärkung in $V1$ und für das durchgelassene Licht D .

Der Oszillator liefert einen Impulszug, der aus modengekoppelten und linear polarisierten Nanosekunden-Impulsen besteht; der Zeitabstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Impulsen beträgt $\Delta t = \frac{2L}{c} \simeq 17 \text{ ns}$, wobei L die Länge des Resonators ist. Dieser wurde in dem TEM_{00} -Mode betrieben.

Bei dem Durchgang durch den Selektionsschalter können einer oder mehrere Impulse aus dem Zug herausgeschnitten werden (siehe Abb.5.1). Die Obergrenze liegt bei 9 Impulsen; mehr Impulse können wegen parasitären Anschwingens zwischen Oszillator und Verstärker nicht durchgelassen werden. Die Torsteuerung des Schalters geschieht durch ein Laufzeitkabel, dessen Länge die Torbreite bestimmt, die für n Impulse etwa $n\Delta t$ beträgt. Im geschlossenen Zustand besitzt der Schalter ein Unterdrückungsverhältnis von $1 : 10^3$. Die Funkenstrecke wird so getriggert, daß die größten Impulse im Bereich des Maximums der Envelope als erste durchgelassen werden. Die meisten Experimente wurden mit einer Folge von 3 Impulsen durchgeführt. Diese werden im Verstärker auf Grund von Sättigungseffekten ungleichmäßig verstärkt, so daß der erste größer als der zweite und dieser wiederum größer als der dritte ist (siehe auch Abb. 5.1). Die Impulse werden mittels einer Linse in die Brillouinzelle fokussiert. Zur Trennung der Pump- und rückgestreuten Impulse dient eine $\lambda/4$ -Platte. Sie wandelt linearpolarisiertes Licht in zirkularpolarisiertes um und umgekehrt. Das Brillouinmedium verhält sich in Bezug auf die Polarisation wie ein gewöhnlicher Spiegel, d.h. linkszirkularpolarisiertes Licht geht bei der Reflexion in rechtszirkularpolarisiertes über oder umgekehrt. Deswegen ist die Polarisationssebene der SBS-Impulse nach dem Durchgang durch die $\lambda/4$ -Platte gegenüber der der Pumpimpulse um 90° Grad gedreht. Die SBS Impulse werden daher an der Polarisatorplatte PP nach Durchquerung des Verstärkers aus dem Strahlengang ausgespiegelt. Die örtliche Trennung der Pump- und SBS-Impulse erlaubt die genaue Vermessung ihrer Energie, Impulsform und Strahlqualität. Zur Messung der Impulsenergien dienten pyroelektrische Detektoren (Gentec ED-200 und ED-100) und zur Messung der Impulsformen Dioden vom Typ Valvo XA 1003 und Ge-Dioden in Verbindung mit schnellen Oszillographen des Typs Tektronix 7104. Das Auflösungsvermögen für die Kombination Diode - Oszillograph betrug 400 ps. Die Überprüfung der Strahlqualität erfolgte mit einer Infrarot-Kamera (Vidicon), mit der die Querschnittsform und die Energiedichteverteilung im Strahl bestimmt werden kann. Um die Verfälschung der Ergebnisse durch eventuelle Ramanimpulse zu vermeiden, wurde bei der Messung der Energie, Impulsform und Strahlqualität ein Interferenzfilter ($\lambda_{max} = 1.32\mu m$, $\Delta\lambda = 100\text{\AA}$) verwendet, das nur die SBS Strahlung passieren läßt, nicht aber das Ramanlicht ($SF_6 : \lambda_{Ra} = 1.46\mu m$; $N_2 : \lambda_{Ra} = 1.93\mu m$).

5.2. REFLEXIONSKOEFFIZIENTEN

SF_6 ($p=17-20$ bar) und N_2 ($p \sim 100$ bar) wurden vorwiegend als Streumediten verwendet. Zur Fokussierung des Strahles in die Brillouinzelle, die das hochverdichtete Gas enthielt, wurden Linsen verschiedener Brennweiten ($f= 500, 1000$ und 2000 mm) benutzt. Die Zellenlänge betrug 1 m, ihr Durchmesser 10 mm. Für eine Folge von 3 Pumpimpulsen (P1,P2,P3) zeigt das Oszillogramm Abb. 5.2 das Verhalten der drei durchgelassenen (D1,D2,D3) und der letzten beiden rückgestreuten Impulse (RG2,RG3).

Die drei Impulsgruppen wurden mit verschiedenen Dioden registriert und durch Laufzeitverzögerung so gegeneinander verschoben, daß sie simultan mit einem einzigen Oszillographen sichtbar gemacht werden konnten. Da die Impulsgruppen unterschiedlichen Abschwächungen unterworfen waren, lassen sich nur die Impulse innerhalb einer Gruppe direkt miteinander vergleichen. Der erste rückgestreute Impuls RG1, der P1 entspricht, liegt unterhalb der Detektornachweisgrenze und ist daher auf diesem Oszillogramm nicht zu sehen. Der zweite SBS- Impuls hat bereits einen Energiereflexionskoeffizienten von $e_{S2}/e_{P2} = 23 \%$; der dritte erreicht einen Wert von $e_{S3}/e_{P3} = 84 \%$. Das Verhalten der ersten beiden durchgelassenen Impulse ist zunächst etwas überraschend, da man wegen der schon merklichen Rückstreuung beim zweiten Streuprozess erwarten würde, daß das Verhältnis von $I_{D2}^{Max}/I_{D1}^{Max}$ kleiner ausfällt als das entsprechende Verhältnis bei den Pumpimpulsen. Die Aufklärung dieses scheinbaren Widerspruchs liegt darin, daß die Hinterflanke des zweiten durchgelassenen Impulses schon deutliche Anzeichen von Energieübertragung auf den SBS-Impuls aufweist, was aber in Abb.5.2.a wegen der beschränkten zeitlichen Auflösung nicht zu erkennen ist. Die numerische Simulation zeigt diesen Effekt deutlicher (siehe Abb. 5.2.b). Die Spitzenintensität des dritten durchgelassenen Impulses steht im Einklang mit dem hohen Reflexionskoeffizienten von 84 % beim dritten Streuprozess , da das Verhältnis $I_{D3}^{Max}/I_{D1}^{Max}$ deutlich kleiner ist als das entsprechende Verhältnis bei den Pumpimpulsen.

Zum Vergleich von Theorie und Experiment ist das Dgl. System (3.45) unter Benutzung der Pumpimpulsform

$$\mathcal{E}_o(\tau) = 2.71 \tau^2 e^{-\tau^2} \quad (\tau \geq 0) \quad (5.1)$$

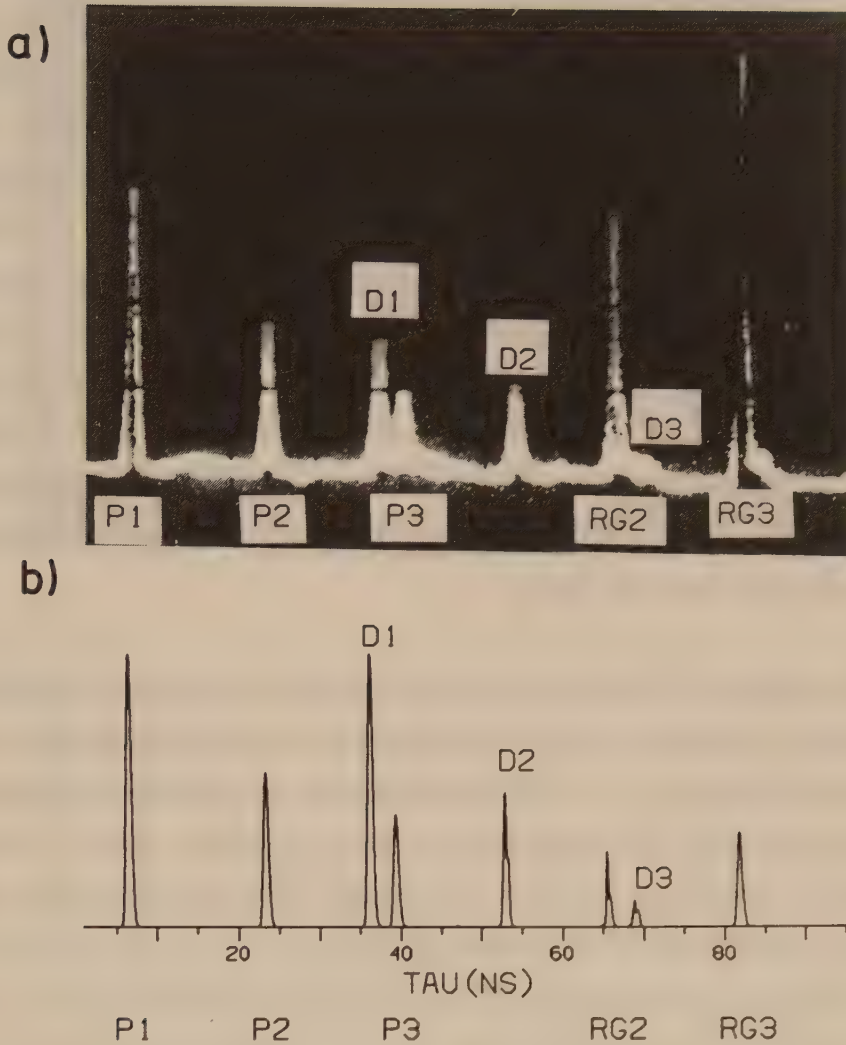


Abb. 5.2: Pump (P),- durchgelassene (D) und rückgestreute (RG) Impulse in 100 bar N_2 ; Linsenbrennweite $f=1000$ mm, a) Experiment; b) numerische Simulation. Der Zeitmaßstab ist in a) und b) gleich. Die gemessenen Energien der Pumpimpulse ($t_L \simeq 1$ ns) betragen $e_{P1} = 23.4$ mJ, $e_{P2} = 11.5$ mJ und $e_{P3} = 5.9$ mJ, die der rückgestreuten Impulse $e_{S1} < 50$ μ J, $e_{S2} = 2.6$ mJ und $e_{S3} = 5$ mJ. Damit ergeben sich die Energiereflektionskoeffizienten $R2 = 23$ % und $R3 = 84$ %. Die numerische Simulation lieferte ähnliche R-Werte.

numerisch integriert worden. Zwar liefert der modengekoppelte Oszillator einen symmetrischen Gaußimpuls /Aechtner, Lauberau,1986/, doch der mit partieller Sättigung verknüpfte Verstärkungsvorgang in V1 erzeugt in der Impulsform eine

leichte Asymmetrie, wobei die Vorderflanke steiler als die Hinterflanke wird. Dieser Effekt ist in Gleichung (5.1) für die Pumpimpulsform berücksichtigt. Die Spitzenintensität der einzelnen Pumpimpulse wurde aus den Oszillogrammen ermittelt; die Kopplungskonstante δ für die einzelnen Streuprozesse und die Phononenlebensdauer τ_{ph} wurden gemäß den Gln.(3.46) und (3.31) sowie (3.38) berechnet. Abb. 5.2.b zeigt das Ergebnis der numerischen Simulation. Die Übereinstimmung mit den Experimenten ist zufriedenstellend. Enthält die Impulsfolge mehr als 3 Impulse, so bleibt der hohe Reflexionskoeffizient, der sich beim dritten Streuprozess einstellt, bei den nachfolgenden Impulsen wegen der starken Anfachung der Schallwelle erhalten. Diese Schlußfolgerung wird durch Abb. 5.3 bestätigt. Für die einzelnen Energiereflexionskoeffizienten ergaben sich folgende Meßwerte: $R_2 = 37 \%$, $R_3 = 87 \%$, $R_4 = 81 \%$ und $R_5 = 84 \%$, die mit den theoretischen Werten in guter Übereinstimmung stehen.

Wie in Kapitel 3 erwähnt wurde, funktioniert das Mehrimpulsreflexionsschema um so besser, je größer die Kopplungskonstante des Mediums ist, die proportional zum Gasdruck und zur Pumpimpulsenergie ist. Dementsprechend sollte der Reflexionskoeffizient mit zunehmendem Druck ansteigen; Abb.5.4 bestätigt diese theoretische Voraussage an Hand des Energiereflexionskoeffizienten für den dritten Streuvorgang, dessen Werte für N_2 ($50 \text{ bar} \leq p \leq 100 \text{ bar}$) und SF_6 ($14 \text{ bar} \leq p \leq 20 \text{ bar}$) zwischen 50 und 100 % lagen. Die Streuung in den Meßwerten ist im wesentlichen durch die Schuß- zu-Schuß-Schwankungen der Energien der Pumpimpulse bedingt. Unter 40 bar war bei N_2 und unter 12 bar bei SF_6 keine Rückstreuung mehr zu beobachten, da dazu die Empfindlichkeit der GENTEC ED-100 Kalorimeter von 50 μJ nicht mehr ausreichte.

Bei der Energieabhängigkeit der Rückstreuung interessieren vor allem die oberen und unteren Energiegrenzwerte. Die obere Grenze für die Pumpenergien bzw.-leistung ist, wie in Kapitel 2 erläutert wurde, die Durchbruchintensität I_D . Für Pumpintensitäten $I_D \leq I_L \leq 3I_D$ entstanden SBS und Gasdurchbruch simultan. Für $I_L > 3I_D$ wurde keine SBS mehr beobachtet. Sank die Pumpimpulsenergie unter 3 mJ entsprechend 3 MW ab, wurde die Rückstreuung so schwach, daß sie selbst mit einer sehr empfindlichen Germaniumdiode, die Reflexionskoeffizienten bis zu $R \sim 10^{-6}$ detektierten konnte, nicht mehr nachweisbar war.

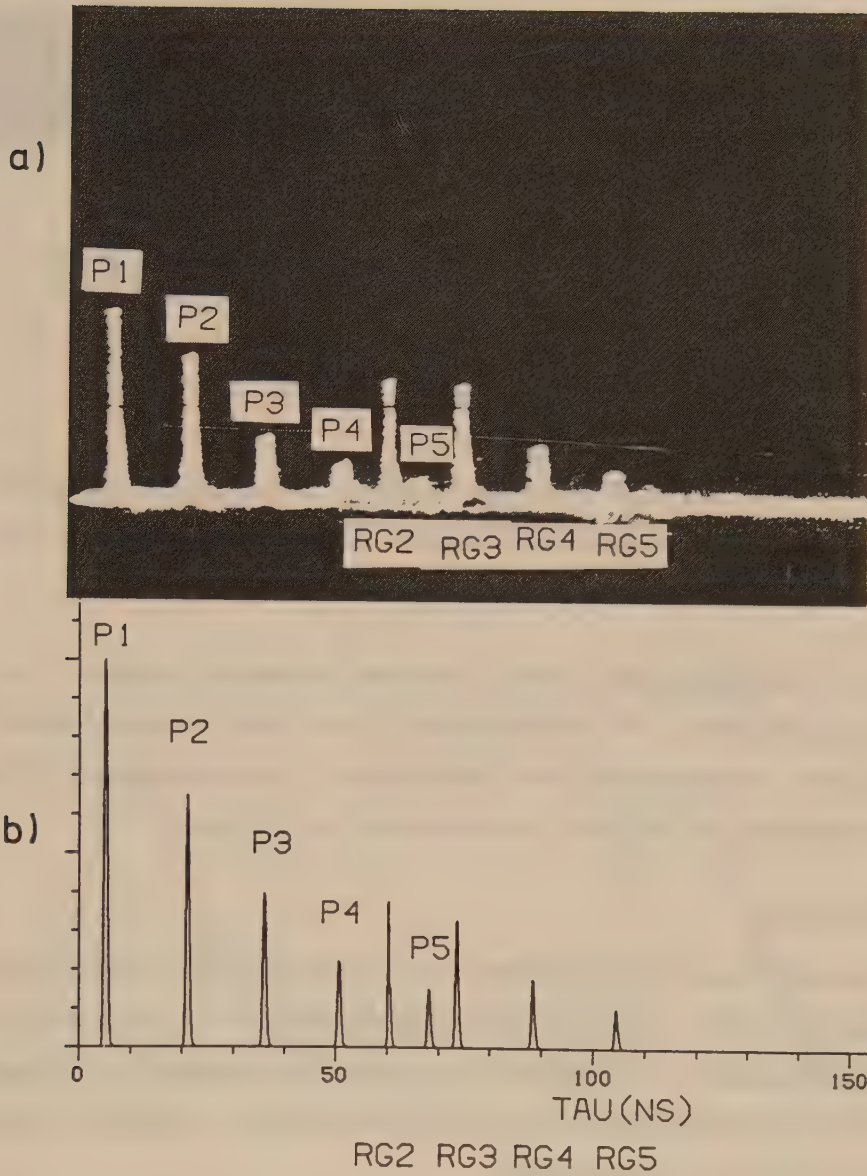


Abb. 5.3: Folge mit 5 Pumpimpulsen (P) und den entsprechenden rückgestreuten Impulsen (RG) in 100 bar N_2 bei $f = 1000$ mm. a) Experiment; b) numerische Simulation. Gemessene Energien der Pumpimpulse: $e_{P1} = 24$ mJ, $e_{P2} = 18.5$ mJ, $e_{P3} = 7.1$ mJ, $e_{P4} = 3.4$ mJ, $e_{P5} = 0.85$ mJ. Gemessene Energien der rückgestreuten Impulse: $e_{S2} = 6.8$ mJ, $e_{S3} = 12$ mJ, $e_{S4} = 2.7$ mJ, $e_{S5} = 0.7$ mJ. Damit ergeben sich folgende Werte für die Energiereflektionskoeffizienten: $R2 = 37$ %, $R3 = 87$ %, $R4 = 81$ %, $R5 = 84$ %. Die numerische Simulation lieferte ähnliche R -Werte.

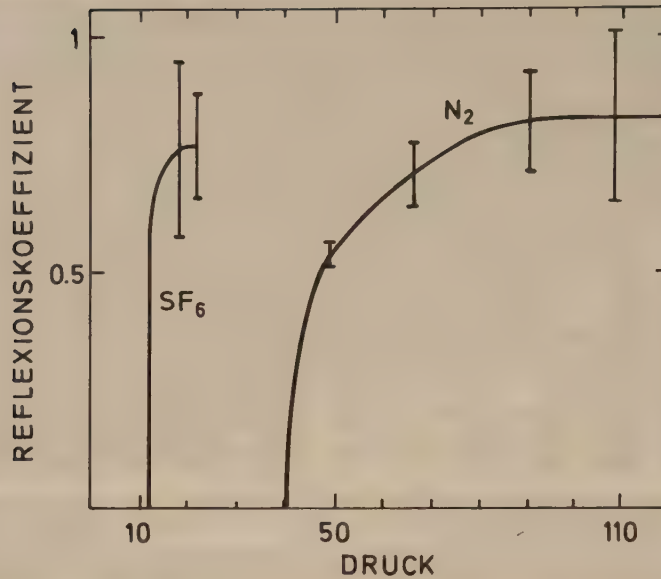


Abb. 5.4: Druckabhängigkeit des Energiereflexionskoeffizienten des dritten rückgestreuten Impulses. Die durchgezogene Kurve stellt den arithmetischen Mittelwert aus einer großen Anzahl von Schüssen dar. Die angegebenen Schwankungsbreiten entsprechen der mittleren quadratischen Abweichung.

5.3. IMPULSFORM

Zur Untersuchung der Impulsform wurden Pump- und rückgestreute Impulse zeitaufgelöst betrachtet. Als Detektor diente die schnelle VALVO- Diode XA 1003, deren Empfindlichkeit $\sim 10^2$ Watt für Impulse im ns- Bereich bei $1.32 \mu\text{m}$ beträgt. Das benutzte Modell besaß eine lineare Charakteristik und war für Reflexionskoeffizienten bis zu $\sim 10^{-3}$ verwendbar.

Abb 5.5.a zeigt die entsprechenden Oszillogramme. Dazu ist zu bemerken, daß die einzelnen Impulse nicht simultan aufgenommen werden konnten, sondern aus verschiedenen Schüssen stammen, wobei die Form des Pumpimpulses keinen nennenswerten Schwankungen unterlag, weder von Schuß- zu- Schuß noch innerhalb einer Folge.

Der erste rückgestreute Impuls RG1 (Abb.5.5.a) wird so stark verkürzt, daß der Detektor ihn nicht mehr vollständig auflösen kann, was sich aus der an die Hinterflanke des Impulses anschließenden Schwingung (Detektorschwingen) folgern läßt. Deshalb kann man die Impulsdauer nur abschätzen; sie dürfte unterhalb

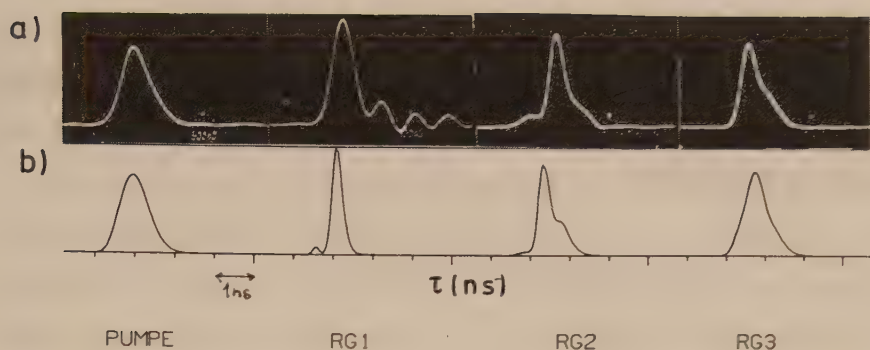


Abb. 5.5: Zeitaufgelöste Impulse; a) Experiment, b) Theorie. N_2 : $p = 100$ bar bei $f = 1000$ mm. Die Zeitskalen von Theorie und Experiment sind gleich.

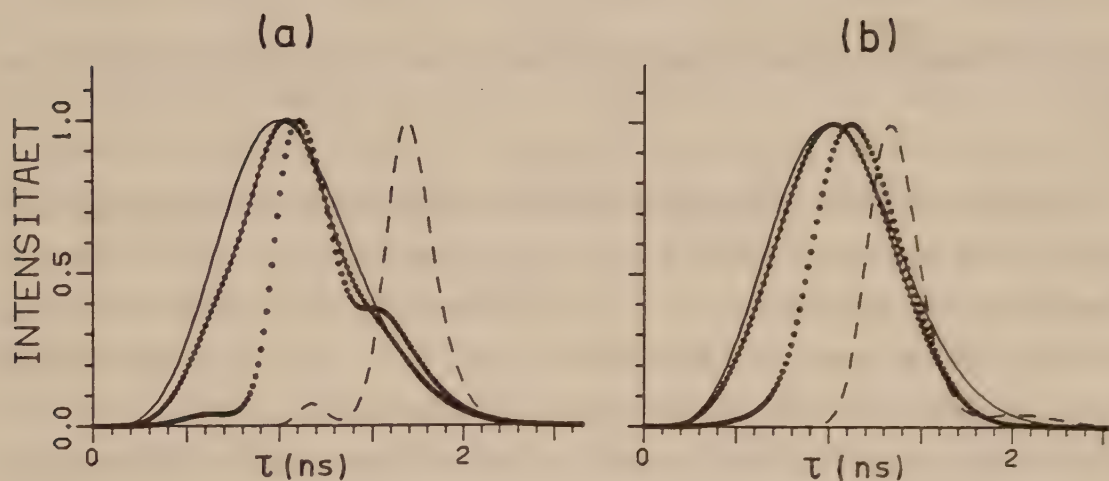


Abb. 5.6: Numerisch berechnete Pumpimpulse (P) und rückgestreute Impulse (RG). Die Pumpimpulse werden hier nur durch einen einzigen repräsentiert (vor Beginn der Wechselwirkung). Die rückgestreuten Impulse sind ebenso wie der Pumpimpuls auf ihre jeweilige Spitzenintensität normiert. Energiereflektionskoeffizienten bei a) N_2 : $R1 = 1\%$, $R2 = 36\%$, $R3 = 69\%$ und b) SF_6 : $R1 = 0.6\%$, $R2 = 44\%$, $R3 = 72\%$. In beiden Fällen betrug die Länge der Wechselwirkungszone $\xi_w = l_w / ct_L = 0.05$.

des Auflösungsvermögens des Detektors (Valvo - Diode + Tektronix 7104 Oszillograph) von 400 ps liegen. Mit zunehmender Stärke der Rückstreuung werden die

SBS Impulse länger, wobei sich die Impulsform zusehends derjenigen des Pumpimpulses annähert. Außerdem zeigt der Intensitätsverlauf aller SBS- Impulse eine Feinstruktur oder leichte Modulation. Alle diese Beobachtungen sind einer theoretischen Deutung zugänglich.

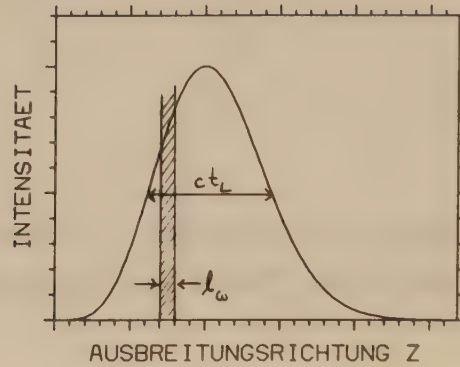


Abb. 5.7: Wechselwirkungszone und Pumpimpuls. In allen Experimenten gilt $l_w \ll ct_L$.

Bei dem ersten SBS- Impuls muß die Schallwelle aus dem Rauschen aufgebaut werden, bevor eine nennenswerte Rückstreuung entstehen kann. Dazu ist eine gewisse Zeitspanne erforderlich, d.h. der Pumpimpuls ist schon größtenteils durch die Wechselwirkungszone hindurchgetreten (siehe Abb. 5.7), ehe die Schallwelle so stark geworden ist, daß das SBS-Signal nachweisbar wird. Oder anders ausgedrückt: der erste SBS- Impuls kommt im wesentlichen durch die Rückstreuung der Hinterflanke des Pumpimpulses zustande, wodurch die ausgeprägte Impulsverkürzung verständlich wird, was in Abb.5.6 an Hand eines numerischen Beispieles nochmals verdeutlicht ist.

Die Modulation des SBS- Impulses hat ihre Ursache darin, daß die Amplitude der Schallwelle wegen der geringen Brillouinfrequenzverschiebung $\Omega_B \sim t_L^{-1}$ ein schwingungsfähiges Gebilde darstellt (siehe Gl. 3.45 c). Umfangreiche numerische Rechnungen haben gezeigt, daß die dominante Modulationsfrequenz im Intensitätsverlauf der SBS-Impulse in etwa $4 \Omega_B$ beträgt, was einer Periodendauer von $T = \pi/(2\Omega_B)$ entspricht. Im Fall von Stickstoff beträgt $T = 0.5$ ns, d.h. bei einer Impulsdauer in der Größenordnung einer Nanosekunde sollte ein Modulationszyklus klar zu erkennen sein, was durch die Abb. 5.5.a,b (vor allem RG2)

und Abb. 5.6a bestätigt wird. Bei SF_6 wird $T = 1.2$ ns, ist also länger als die Impulsdauer, weswegen eine Modulation nicht besonders auffällig in Erscheinung tritt, wie Abb. 5.6.b zeigt. Auch experimentell wurden in SF_6 nie Modulationen der Art beobachtet, wie sie in N_2 auftraten.

Beim zweiten Streuprozess braucht die Schallwelle nicht mehr aus dem Rauschen aufgebaut zu werden, weswegen eine merkbare Rückstreuung schon wesentlich früher einsetzt als beim ersten. In erhöhten Maße gilt dies für den dritten und eventuelle, darauffolgende Impulse. Die zunehmende Energieübertragung auf den SBS- Impuls hat eine Ausschmierung der Modulationen zur Folge. Gleichzeitig nähert sich die Impulsform des SBS- Impulses immer mehr derjenigen des Pumpimpulses an, d.h. die Aufsteilung der Vorder - und Rückflanke geht zurück.

Die Reproduktion der Pumpimpulsform durch den Stokesimpuls ist an zwei Bedingungen geknüpft: hoher Reflexionskoeffizient durch starke Sättigung oder Pumpwellenaufzehrung und kurze Wechselwirkungszone, $l_w \ll ct_L$, was eine entsprechend kurzbrennweitige Fokussierung voraussetzt (hier ≤ 1000 mm). Die zuletzt genannte Bedingung $l_w \ll ct_L$ ergibt sich einfach aus der Überlegung, daß die Dauer t_s des Stokesimpulses näherungsweise durch die Beziehung

$$t_s \simeq \frac{l_w}{c} + t_L \quad (5.2)$$

gegeben ist.

Für die Länge l_w der Wechselwirkungszone gibt es bei konstanter Pumpenergie einen optimalen Bereich, in dem die Rückstreuung am stärksten wird (siehe Abb. 5.8) Die obere Grenze folgt aus der Überlegung, daß Rückstreuung immer nur in der Überlappzone zwischen Stokes- und Pumpimpuls stattfinden kann, deren Länge in etwa $ct_L/2$ beträgt und die sich für $l_w \geq ct_L/2$ mit dem Pumpimpuls durch das Medium bewegt. Wird $l_w > ct_L/2$ gewählt, ist die Pumpintensität in der Überlappzone um den Faktor $ct_L/2l_w$ geringer, als es optimal ist. Wegen der nichtlinearen Wechselwirkung zwischen den drei beteiligten Wellen bricht dann der Reflexionskoeffizient mit zunehmendem l_w exponentiell zusammen, wobei gemäß Gl.(5.2) die SBS-Impulse immer länger werden. Andererseits muß der Reflexionskoeffizient auch abnehmen, wenn l_w zu geringe Werte annimmt, weil im Grenzfall $l_w = 0$ keine Rückstreuung auftritt. Der tatsächliche untere Grenzwert für l_w ist aber wegen $l_w \sim w_o^2$ (w_o Taillendurchmesser) der Gasdurchbruch. Wie

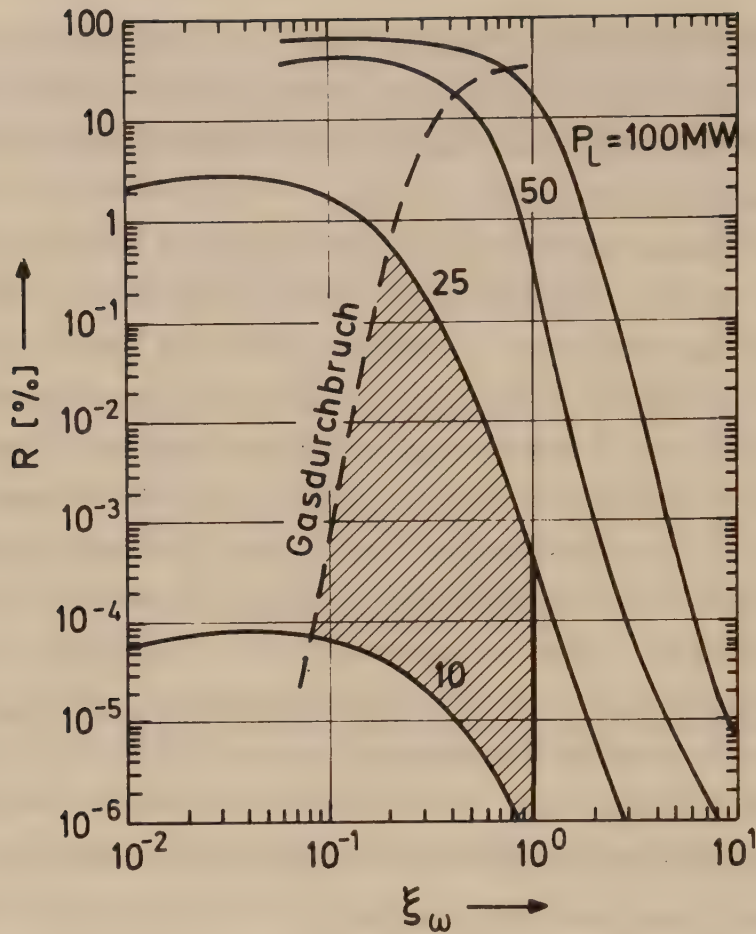


Abb. 5.8: *Energier reflexionskoeffizient als Funktion der Wechselwirkungslänge $\xi_\omega = l_\omega/(ct_L)$ für einen Einzelimpuls mit verschiedenen Pumpleistungen und einer Dauer von $t_L = 1$ ns in 100 bar N_2 (numerisch). Der schraffierte Bereich war experimentell zugänglich.*

Abb. 5.8 zeigt, lassen sich aber trotzdem mit hohen Pumpleistungen Reflexionskoeffizienten von einigen 10 % erreichen. In diesem Fall würde eine aus 2 Impulsen bestehende Folge genügen, um für den 2. Impuls einen Reflexionskoeffizienten nahe bei 100 % zu erzielen. Voraussetzung ist dabei, daß keine Ramanstreuung auftritt oder, falls es doch der Fall sein sollte, sie im Kleinsignalbereich verbleibt.

6. Phasenkonjugation

Unter bestimmten, weiter unten erläuterten Voraussetzungen läßt sich mit Hilfe der SBS Phasenkonjugation verwirklichen, d.h. Pumpwelle und rückgestreute Welle haben übereinstimmende Wellenfronten und sind gegenläufig. Dieser Sachverhalt läßt sich formelmäßig durch die Beziehung

$$E_s(\vec{r}, t) = b E_L^*(\vec{r}, t) \quad (6.1)$$

erfassen, wobei E_L und E_s die langsam veränderlichen Amplituden des elektrischen Feldes der Pump- und rückgestreuten Welle und b eine beliebige, im allgemeinen komplexe Konstante darstellen.

Die Konjugation einer ebenen Welle ist einfach zu bewerkstelligen. Dazu bedarf es nur eines ebenen, parallel zur Wellenfront ausgerichteten Spiegels. Ähnlich verhält es sich mit einer divergenten Kugelwelle, die durch einen sphärischen Spiegel konjugiert wird, wenn dessen Krümmungsmittelpunkt mit dem Ursprung der Welle zusammenfällt. Kompliziertere Wellenfronten lassen sich jedoch mit normalen Spiegeln -auch wenn diese adaptiv sind - nicht konjugieren, wohl aber mit SBS. Es ist unter anderem diese Fähigkeit, der die SBS ein nach wie vor reges wissenschaftliches Interesse verdankt.

Bevor genauer auf die Konjugation eines Pumpstrahles mit deformierter Wellenfront eingegangen wird, sei zunächst an Hand des einfacheren Beispiels eines idealen, fokussierten Pumpstrahles dargelegt, wie es hier zur Ausbildung der phasenkonjugierten Welle kommt.

6.1. IDEALER GAUSS'SCHER PUMPSTRAHL

Ein idealer Gauß'scher Pumpstrahl (TEM_{00}) wird mit einer Linse in das Brillouin-Medium fokussiert. Aufgrund von Beugung zieht sich der Strahl im Fokus nicht zu einem Punkt zusammen, sondern entwickelt eine Strahltaille mit dem Radius w_L und der Länge $l_L = kw_L^2$. (An den beiden Enden der Taille ist die Fläche doppelt so groß wie in der Mitte, der engsten Stelle.) Der Strahlöffnungswinkel beträgt jetzt $\Theta_L = 2/(kw_L)$. Wenn die Strahltaille sich vollständig im Brillouin-Medium befindet, d.h. $L > l_L = kw_L^2$, dann wird von allen möglichen Stokesstrahlen in dem TEM_{00} -Mode derjenige die höchste Verstärkung erfahren, der

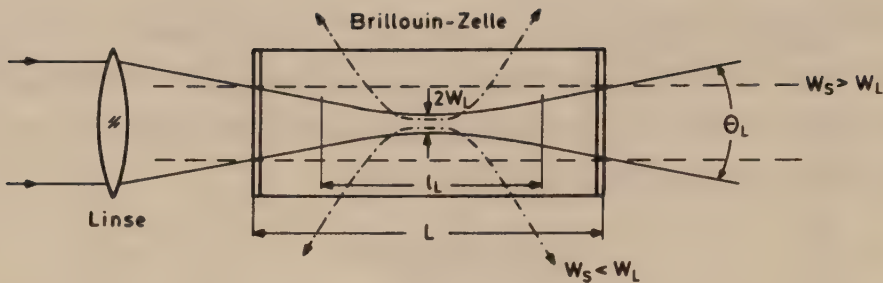


Abb. 6.1: Rückstreuung im Feld eines idealen, fokussierten Gauß'schen Pumpstrahles (durchgezogen); gestrichelt und Punkt-Strich Stokesstrahlen.

genau mit dem Pumpstrahl übereinstimmt: $w_S = w_L$ und $\Theta_S = \Theta_L$. Stokesstrahlen mit $w_S > w_L$ überlappen nur in ihrem Zentralbereich mit dem Pumpstrahl und werden daher insgesamt gesehen nur schwach verstärkt (siehe Abb.6.1). Ein ähnliches Argument gilt für Stokesstrahlen mit $w_S < w_L$, die wegen ihres großen Öffnungswinkels $\Theta_S > \Theta_L$ die Verstärkungszone vorzeitig verlassen. Auch Stokesstrahlen höherer Ordnung $TEM_{p,q}$ mit $p, q > 0$ erzielen nur eine unvollständige Überlappung mit dem Pumpstrahl. Die einfache Geometrie eines fokussierten TEM_{00} -Pumpstrahles sorgt also dafür, daß der phasenkonjugierte Stokesstrahl seine nicht-korrelierten Konkurrenten durch räumliche Diskriminierung ausschalten kann. Streng genommen ist die Divergenz des Stokesstrahles etwas kleiner als die des Pumpstrahles, $\Theta_S < \Theta_L$, weil die Verstärkung nicht gleichmäßig über dem Strahlquerschnitt erfolgt; sie ist auf der Achse am höchsten und fällt zum Strahlrand hin ab. Dieser Effekt wird jedoch durch die in der Strahlmitte zuerst einsetzende Sättigung oder Pumpwellenaufzehrung aufgehoben. Falls also Sättigung auftritt, ist der Stokesimpuls das konjugierte Gegenstück zum Pumpimpuls.

Die experimentelle Verifizierung dieser Schlußfolgerung läßt sich so durchführen, indem man einmal überprüft, inwieweit der Stokesstrahl eine TEM_{00} -Struktur besitzt, und zum zweiten, ob die Divergenz des Stokesstrahles mit der des Pumpstrahles übereinstimmt. Für die Bestimmung der Modenform des Stokesstrahles (Punkt 1) benutzt man zweckmäßigerweise eine langbrennweitige Linse und mißt die Energietransmission des Impulses durch eine kleine Blende in Abhängigkeit von deren Durchmesser, wobei sich die Blende im Fokus des Sto-

kestrahles befindet (siehe Abb. 6.2). Falls der Stokesstrahl in dem TEM_{00} - Mode vorliegt und er dieselbe Divergenz wie der Pumpstrahl besitzt, müssen die Strahlquerschnitte des Pump- und Stokesstrahles bei gleicher Energie in gleichen Entfernungen von der jeweiligen Strahltaille deckungsgleich ausfallen (Punkt 2).

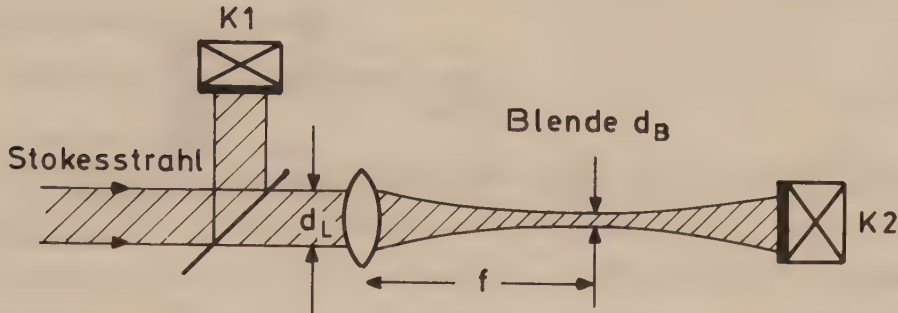


Abb. 6.2: Zur Messung der Strahlqualität ($f \gg d_L$). K1 und K2 Kalorimeter.

Für einen Gauß'schen Strahl muß 90 % der Energie durch ein Loch mit dem Durchmesser $d_B = 1.4\lambda f/d_L$ hindurchtreten. Die Auswertung der Messungen ergab, daß der Stokesstrahl eine TEM_{00} - Struktur besitzt. Damit entspricht sein transversaler Mode dem des Pumpstrahles.

Für den Vergleich der Strahlquerschnitte (Punkt 2) muß die Lage der Strahltaille des Pumpstrahles bekannt sein. Diese wurde ausgehend vom Oszillator rechnerisch unter der experimentell gut abgestützten Annahme ermittelt, daß der Oszillator einen TEM_{00} -Strahl emittiert, dessen Taillendurchmesser und Öffnungswinkel allein durch die Parameter $g_{1,2} = 1 - L/R_{k1,2}$ (L Spiegelabstand, $R_{k1,2}$ Krümmungsradien der beiden Spiegel) des passiven Resonators bestimmt sind. Das Ergebnis der Rechnungen ist in Abb 6.3 eingetragen. Die Ebenen, in denen die Brennflecke der Pump- und Stokestrahlen aufgenommen wurden, befinden sich in 6 m und 5.5 m Entfernung von der Strahltaille ST2 bzw. ST2'. In anbetracht der geringen Strahldivergenz von nur 0.3 mrad ist dieser Unterschied unbedeutend. Die Brennflecke stammen aus der Überlagerung von drei Impulsen, wobei bei den Stokesimpulsen der Brennfleck im wesentlichen von dem dritten Impuls herrührt, da er rund 70 % der Gesamtenergie enthält. Da also Stokes- und Pumpimpulse dieselben Strahleigenschaften aufweisen und die Erzeu-

gung des dritten Stokesimpulses von einer Aufzehrung oder Sättigung des dritten Pumpimpulses begleitet war, darf die eingangs aufgestellte Schlußfolgerung als experimentell bewiesen gelten, wonach die Stokesimpulse und von diesen vor allem der dritte das phasenkonjugierte Gegenstück zu den Pumpimpulsen sind.

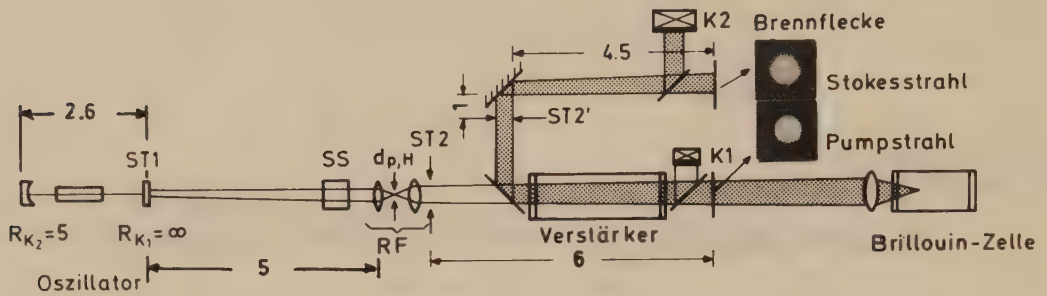


Abb. 6.3: Rechnerisch bestimmter Strahlverlauf. Alle Längen sind in m. ST1, ST2 und ST2' Lage der Strahltaillen für Pump- und Stokesstrahl, SS Selektionschalter, K1,2 Kalorimeter, RF Raumfilter mit Linsen der Brennweiten $f_1 = 0.2$ und $f_2 = 0.3$ m und Pinholedurchmesser $d_{p,H} = 0.2$ mm. Strahlparameter des Oszillatorstrahles: voller Öffnungswinkel $\Theta_1 = 0.66$ mrad, Tailenradius $w_{0,1} = 1$ mm; Strahlparameter hinter RF: voller Öffnungswinkel $\Theta_2 = 0.35$ mrad, Tailenradius $w_{0,2} = 2.9$ mm. Die Brennflecke des Pump- und Stokesstrahles sind in äquivalenten Entfernungen von den Strahltaillen ST2 bzw. ST2' aufgenommen.

6.2. ABERRIERTER PUMPSTRAHL

Zwar ist die Konjugation eines idealen Laserstrahles durchaus von praktischem Interesse, jedoch kommt ihr nicht die Bedeutung zu, wie sie für die Konjugation eines aberrierten Laserstrahles gilt. Im letzteren Fall lassen sich nämlich zumindest prinzipiell die Anforderungen an die Qualität optischer Elemente senken, beispielsweise in einer Verstärkerkette an Fenster, Strahlteiler und an das verstärkende Medium selbst. Dadurch lassen sich Kosten sparen oder aber die Leistungscharakteristik eines komplexen optischen Systems verbessern.

Zum Verständnis der Phasenkonjugation eines aberrierten Laserstrahles hilft die Vorstellung, daß das rückgestreute Licht E_s durch spontane Streuung des Laserstrahles an den statistischen Dichte- bzw. Brechzahlfluktuationen des Brillouin-

Mediums entsteht und darum stets zwei Anteile enthält, den phasenkonjugierten oder korrelierten Anteil $E_{S,conj} \propto E_L^*$ und den nicht phasenkonjugierten oder unkorrelierten Anteil $E_{S,unc}$.

Die Verstärkungen, die diese beiden Anteile erfahren, sind in der Regel nicht gleich. Dies folgt nach einigen Umformungen aus der Dgl. (3.41), die die Ausbreitung des Stokeslichtes beschreibt

$$\frac{\partial E_S}{\partial z} - \frac{i}{2k} \nabla_{\perp}^2 E_S = \frac{1}{2} M |E_L|^2 E_S. \quad (6.2)$$

M ist ein Materialparameter. Der Einfachheit halber sind hier zunächst einmal transiente Effekte vernachlässigt, also $\tilde{\rho}_S \propto E_L E_S^*$ und $\frac{1}{c} \frac{\partial E_S}{\partial t} \ll \frac{\partial E_S}{\partial z}$. Die letzte Annahme ist übrigens auch in einem im Vergleich zur Impulslänge dünnen Medium weitgehend erfüllt. Wie die Verstärkung des Stokeslichtes von den räumlichen Intensitätsverteilungen der beiden Wellen abhängt, läßt sich am besten ermitteln, wenn statt der Feldstärke E_S die Stokesimpulsleistung

$$P_S = \frac{1}{2} c \epsilon_0 \iint_{F_S} |E_S|^2 d^2 r_{\perp} \quad (6.3)$$

eingeführt wird. Zu diesem Zweck multipliziert man Gl.(6.2) mit E_S^* und die zu (6.2) konjugierte Gleichung mit E_S , addiert beide auf und integriert über den Überlappungsbereich F_S von Pump- und Stokeslicht

$$\frac{dP_S}{dz} - i \frac{c \epsilon_0}{4k} \iint_{F_S} \{ E_S^* \nabla_{\perp}^2 E_S - E_S \nabla_{\perp}^2 E_S^* \} d^2 r_{\perp} = \frac{M}{\frac{1}{2} c \epsilon_0} \iint_{F_S} I_L I_S d^2 r_{\perp}. \quad (6.4)$$

Durch partielle Integration entsteht aus dem Integral auf der linken Seite von Gl.(6.4) eine Reihe von Randintegralen der Form

$$\int E_S^* \frac{\partial E_S}{\partial x} \Big|_{Rand} dy + \int E_S^* \frac{\partial E_S}{\partial y} \Big|_{Rand} dx - c.c., \quad (6.5)$$

die alle verschwinden, da über dem Strahlrand kein Energiefluß in das Wechselwirkungsvolumen stattfindet. Dieses Ergebnis ist insofern keine Überraschung, als die $\nabla_{\perp}^2$ -Terme die Wirkung der Beugung erfassen und durch Beugung nur eine Umverteilung von Energie, aber keine "Schöpfung" von Energie möglich ist. Damit läßt sich Gl. (6.4) schließlich in der Form

$$\frac{dP_S}{dz} = g_B \frac{\iint_{F_S} I_L I_S d^2 r_{\perp}}{\iint I_S d^2 r_{\perp}} P_S \quad (6.6)$$

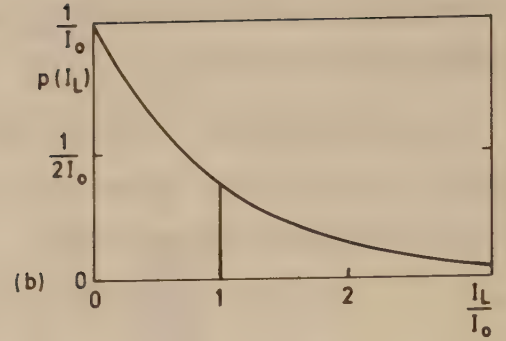
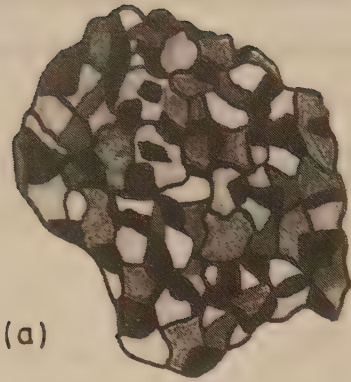


Abb. 6.4: Transversale Intensitätsstruktur eines Speckle- Strahles (Fleckerlteppich) (a) und zugehörige Wahrscheinlichkeitsdichte $p(I_L) = \frac{1}{I_0} \exp(-I_L/I_0)$ (b). In den dunklen Zonen ist die Intensität niedrig, in den hellen hoch. Die höchste Ereigniswahrscheinlichkeit besitzen die dunklen Zonen; sie kommen am häufigsten vor.

schreiben, wobei g_B den stationären Brillouinverstärkungsfaktor bedeutet.

Entscheidende Bedeutung kommt nun dem Überlappintegral $\int \int_{F_S} I_L I_S d^2 r_\perp$ zu. Gilt $E_S \propto E_L^*$ und ist das Pumplicht ein Speckle-Strahl, dessen transversale Intensitätsverteilung aus einer großen Zahl von zufallsbedingten Intensitätsmaxima und -minima mit einer Gauß'schen Verteilungsfunktion

$$p(I_L) = \frac{1}{I_0} e^{-I_L/I_0} \quad (6.7)$$

besteht (I_0 Ensemblemittelwert; siehe auch Abb 6.4), so können die Flächenmittelwerte $\int \int_{F_S} I_L^2 d^2 r_\perp$ und $\int \int_{F_S} I_L d^2 r_\perp$ durch entsprechende Ensemblemittelwerte ersetzt werden

$$\int \int_{F_S} I_L^2 d^2 r_\perp = \int_0^\infty \frac{I_L^2}{I_0} e^{-I_L/I_0} dI_L = I_0^2 \int_0^\infty x^2 e^{-x} dx = 2I_0^2 \quad (6.8a)$$

und

$$\int \int_{F_S} I_L d^2 r_\perp = \int_0^\infty \frac{I_L}{I_0} e^{-I_L/I_0} dI_L = I_0 \int_0^\infty x e^{-x} dx = I_0. \quad (6.8b)$$

Damit findet man für den phasenkonjugierten Anteil des Stokeslichtes $E_S \propto E_L^*$ den Verstärkungskoeffizienten

$$g_{conj} = 2 g_B I_0 = 2g_0. \quad (6.9)$$

Für den nicht-korrelierten Anteil des Stokeslichtes sind $E_{S,unc}$ und E_L voneinander statistisch entkoppelt, $\langle E_L E_{S,unc} \rangle = 0$, jedoch $\langle I_L I_{S,unc} \rangle \neq 0$. Dadurch kann das Überlappintegral faktorisiert werden gemäß

$$\int \int_{F_S} I_L I_{S,unc} d^2 r_{\perp} = \int_0^{\infty} \frac{I_L}{I_o} e^{-I_L/I_o} dI_L \int_0^{\infty} I_{S,unc} p(I_{S,unc}) dI_{S,unc}$$

oder

$$\int \int_{F_S} I_L I_{S,unc} d^2 r_{\perp} = I_o \langle I_{S,unc} \rangle. \quad (6.10)$$

$p(I_{S,unc})$ und $\langle I_{S,unc} \rangle$ sind die zu $I_{S,unc}$ gehörige Verteilungsfunktion sowie der zugehörige Ensemble-/ Flächenmittelwert. Dies bedeutet aber, daß der Verstärkungskoeffizient des unkorrelierten Anteils des Stokeslichtes nur halb so groß ist wie der des phasenkonjugierten Anteiles

$$g_{unc} = g_B I_o = \frac{1}{2} g_{conj}. \quad (6.11)$$

Für einen Speckle-Pumpstrahl, der sich mit einer geätzten Glasplatte erzeugen läßt, ist also der phasenkonjugierte Anteil im rückgestreuten Licht hinsichtlich der Verstärkung eindeutig begünstigt. Im transienten Bereich gilt diese Aussage auch noch; jedoch ist der Unterschied zwischen den beiden Verstärkungskoeffizienten geringer

$$g_{conj}^{eff} = \sqrt{2} g_{unc}^{eff}. \quad (6.12)$$

Dies läßt sich aus Gl. (2.9) und

$$I_S \propto e^{\sqrt{g_B I_L t_L / t_{ph}}} \quad (6.13)$$

folgern ($t_L / t_{ph} \ll 1$), wenn man I_L durch den Flächen/ Ensemble- Mittelwert I_o ersetzt und bedenkt, daß für den phasenkonjugierten Anteil des Stokeslichtes $g_B I_L \rightarrow 2g_B I_o$ und für den unkorrelierten Anteil $g_B I_L \rightarrow g_B I_o$ gilt (siehe auch /Zel'dovich, Pilipetzky und Shkunov, 1985 s.93/). Im transienten Bereich funktioniert also die Verstärkungsdiskriminierung von $I_{S,unc}$ nicht ganz so gut wie im stationären Bereich.

Die Begünstigung von $I_{S,conj}$ durch einen höheren Verstärkungskoeffizienten kann sich aber nur ausbilden, wenn der Pumpstrahl eine Mindestaberration be-

sitzt* Denn bei einer nur schwach inhomogenen Intensitätsverteilung (kein Speckle-Strahl) erfahren der konjugierte und nicht-konjugierte Anteil im rückgestreuten Licht ungefähr dieselbe Verstärkung. Eine Abschätzung für die Größenordnung der erforderlichen Mindestaberrationen ergibt sich aus der Überlegung, daß aufgrund der Inhomogenitäten des streuenden Mediums ständig ein bestimmter Bruchteil von $I_{S,conj}$ in $I_{S,unc}$ umgewandelt wird. (Der umgekehrte Vorgang ist zwar prinzipiell auch möglich, aber wegen der Vielzahl der transversalen Moden, von denen nur eine phasenkonjugiert ist und darum paßt, sehr unwahrscheinlich). Mit k_{ex} als dem Extinktionkoeffizienten für $I_{S,conj}$ lautet der effektive Verstärkungskoeffizient für den phasenkonjugierten Anteil im Stokeslichtes

$$\sqrt{2} g_o - k_{ex}. \quad (6.14)$$

Damit die Umwandlung $I_{S,conj} \rightarrow I_{S,unc}$ auf einen kleinen Bruchteil von $I_{S,conj}$ beschränkt bleibt, sollte die Relation

$$k_{ex} / (\sqrt{2} g_o) \leq 1/4 \quad (6.15)$$

eingehalten werden. /Zel'dovich, Pilipetsky und Shkunov, 1985/ haben gezeigt, daß k_{ex} näherungsweise durch

$$k_{ex} \simeq g_o^2 l_c \quad (6.16)$$

gegeben ist, wobei l_c die longitudinale Korrelationslänge bedeutet, innerhalb derer der Betrag des Korrelationskoeffizienten

$$\gamma = \frac{\langle E^*(z_2) E(z_1) \rangle}{\sqrt{\langle |E(z_2)|^2 \cdot |E(z_1)|^2 \rangle}} \quad (6.17)$$

von seinem Maximalwert 1 auf 0.5 absinkt. Für einen aberrierten, fokussierten Pumpstrahl hat l_c im Bereich der Taille (siehe Abb. 6.5) den Wert /Zel'dovich et al., 1985/

$$l_c \simeq \frac{1}{k \Theta_c^2}, \quad \Theta_c = d_L / f. \quad (6.18)$$

* Bei der Vierwellenmischung ist eine Voraberration der Pumpstrahlen nicht nötig, weil dieser Prozeß nicht aus dem Rauschen startet. Der Signalstrahl, der in beliebiger Weise codiert oder „aberriert“ sein kann, bildet mit einem der beiden Pumpstrahlen das Brechzahlgitter, an dem der zweite Pumpstrahl reflektiert wird, wobei der zum Signalstrahl phasenkonjugierte Bildstrahl entsteht.

Der Verstärkungskoeffizient g_o läßt sich aus der Bedingung abschätzen, daß die Verstärkung von $I_{S,conj}$ ungefähr e^{30} betragen muß, damit $I_{S,conj}$ in die Größenordnung von I_L kommt (häufig auch als Schwellenbedingung bezeichnet).

$$\sqrt{2} g_o l_{T,A} \approx 30. \quad (6.19)$$

Mit $l_{T,A} = w_A/\Theta_c$, $\Theta_c = d_L/f$, $w_A = \Theta_A \cdot f$ und $\Theta_o = 4/(kd_{L,o})$ - Θ_o ist der Fernfeldöffnungswinkel des idealen Pumpstrahles vor der Fokussierung- sowie den beiden Gln. (6.18,19) geht das Umwandlungsverbot (6.15) über in

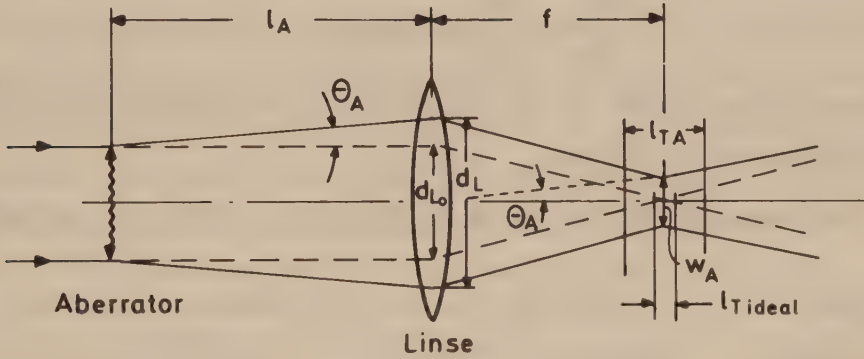


Abb. 6.5: Idealer (gestrichelt) und aberrierter (durchgezogen), fokussierter Pumpstrahl. Im Fernfeld des Aberrators sind innerhalb des Winkels $2\Theta_A$ 90 % der Gesamtenergie des Pumpstrahles enthalten. Durch die Aberration wird die Strahltaile gestreckt und im Durchmesser vergrößert.

$$\frac{\Theta_A}{\Theta_o} \geq 15 \frac{d_{L,o}}{d_L}. \quad (6.20a)$$

Liegt der Aberrator ganz in der Nähe der Linse, gilt $d_{L,o}/d_L \sim 1$. Meistens wird er jedoch in einiger Entfernung der Linse aufgestellt, wobei $d_{L,o}/d_L \simeq 1/2$ ein typischer Wert ist. Dann gilt

$$\frac{\Theta_A}{\Theta_o} \geq 8. \quad (6.20b)$$

Gl.(6.20b) sagt aus, daß die Divergenz Θ_A des Pumpstrahles 8 Mal so groß sein muß wie der beugungsbegrenzte Wert Θ_o , damit die Umwandlung $I_{S,conj} \rightarrow I_{s,unc}$ auf ein akzeptables Maß beschränkt bleibt.

Andererseits darf man aus Gl. (6.20 a,b) nicht folgern, daß die Strahldivergenz Θ_A beliebig groß gemacht werden darf. Dem steht die Forderung entgegen, daß die Tailenlänge $l_{T,A}$ auf keinen Fall größer werden sollte als die durch das Gegeneinanderlaufen von Stokes und Pumpimpuls sich ergebende Wechselwirkungslänge $ct_L/2$. Andernfalls sinkt die Reflexion auf praktisch uninteressante Werte ab (siehe Abb. 5.8). Die Obergrenze für das Verhältnis Θ_A/Θ_o ergibt sich somit aus der Bedingung

$$l_{T,A} \leq ct_L/2 \quad (6.21)$$

oder

$$\frac{\Theta_A}{\Theta_o} \leq \frac{ct_L}{8f^2} k d_{L,o} d_L. \quad (6.22)$$

Die nachfolgende Tabelle gibt für die vorhandenen experimentellen Verhältnisse einige Zahlenwerte von Θ_A/Θ_o an.

Tab. 6.1: Obergrenze für Θ_A/Θ_o bei $ct_L = 30\text{cm}$, $d_{L,o} = 0.6\text{cm}$, $d_L = 0.9\text{cm}$

f/cm	25	50	100	200
Θ_A/Θ_o	154	39	10	2.4

Nur für kurzbrennweitige Linsen $f \leq 100\text{ cm}$ wird die Obergrenze des Aberrationsgrades Θ_A/Θ_o auch wirklich größer als die Untergrenze (siehe Gl. (6.20b)). Beispielsweise kann man mit $f = 50\text{ cm}$ und einem Aberrator $\Theta_A/\Theta_o \simeq 20$ günstige Voraussetzungen für die Erzeugung eines phasenkonjugierten Stokesstrahls schaffen. Dabei ist aber zu beachten, daß die Schwellleistung (Pumpleistung, um einen Reflexionskoeffizienten von einigen Prozenten zu erreichen) um den Faktor Θ_A/Θ_o erhöht werden muß, weil der für die Stärke der Rückstreuung relevante Parameter $\langle I_L \rangle > l_T$ wegen $\langle I_L \rangle = P_L/w_A^2 \propto (\Theta_A/\Theta_o)^{-2}$ und $l_{T,A} \propto (\Theta_A/\Theta_o)$ mit $(\Theta_A/\Theta_o)^{-1}$ abnimmt. Im gerade genannten Beispiel muß also die Pumpleistung des aberrierten Strahles 20 mal höher sein als die des idealen Strahles, um denselben Reflexionskoeffizienten zu erzielen.

Leider reichte die Pumpleistung des in dieser Arbeit verfügbaren Lasersystems von $\leq 25\text{ MW}$ pro Impuls nicht aus, um das tatsächliche Auftreten eines phasenkonjugierten Strahles hoher Güte ($I_{S,conj} \gg I_{S,unc}$) nachweisen zu können, wozu

pro Impuls eine Leistung von über 200 MW erforderlich gewesen wäre. Tatsächlich verliefen auch alle Versuche mit einer als Aberrator dienenden, stark geätzten Platte ($\Theta_A/\Theta_o = 20 - 40$) negativ, da die Rückstreuung stets unterhalb der Nachweisgrenze des benutzten Diagnostiksystems blieb, auch wenn mehrere Pumpimpulse benutzt wurden.

Etwas günstiger standen unter den gegebenen Voraussetzung die Chancen, das Auftreten der Phasenkonjugation mit einem schwach aberrierten Pumpstrahl ($\Theta_A/\Theta_o \leq 4$) zu überprüfen. Nach /Zel'dovich et al.,1985/ kann man dann damit rechnen, daß das Verhältnis des phasenkonjugierten Anteils bei 30 bis 50 % liegt. Diese Abschätzung ergibt sich aus der Überlegung, daß bei einem schwach aberrierten Laserstrahl nur wenige zufallsbedingte Intensitätsmaxima im Strahlquerschnitt auftreten, wobei auf die beiden stärksten über 30 % der gesamten Impulsenergie entfallen. Geht man davon aus, daß sich der phasenkonjugierte Strahl nur daraus entwickelt, kommt der oben angegebene Prozentbereich zustande.

Als Aberrator wurde eine turbulente Luftschicht benutzt, die durch eine elektrisch geheizte Drahtspule von 6 cm Länge erzeugt wurde. Die Spulenachse befand sich etwa 2 cm unterhalb der Strahlachse und war parallel zu dieser ausgerichtet. Abb. 6.6 zeigt Brennflecke und Scherinterferogramme für den Pumpstrahl und den SBS- Strahl nach Austritt aus der Brillouin-Zelle und nach Durchqueren des Verstärkers unter zwei verschiedenen Bedingungen: idealer Pumpstrahl (Aberrator abgeschaltet) und deformierter Pumpstrahl (Aberrator aktiv). Beim idealen Pumpstrahl tritt -wie im vorigen Abschnitt erläutert - vollkommene Phasenkonjugation auf. Aus dem Interferogramm des aberrierten Pumpstrahles läßt sich ersehen, daß die turbulente Luftschicht den Strahl im wesentlichen nur in einer transversalen Richtung verformt hat. Diese Verformung wird von dem SBS-Strahl nach Durchlaufen der Aberratorzone zum großen Teil, aber nicht ganz vollständig wieder aufgehoben. Dies läßt sich aus der Form des Interferogramms und des Brennfleckes folgern, die beide keine vollkommene azimuthale Symmetrie aufweisen.

Die Messung der Energiedichteverteilung der SBS-Impulse im Fernfeld (Fresnelzahl < 1 bezüglich der Strahltaille des Pumpstrahles, siehe Abb. 6.3) ergab, daß der phasenkonjugierte Anteil im rückgestreuten Licht bei den Schüssen, bei

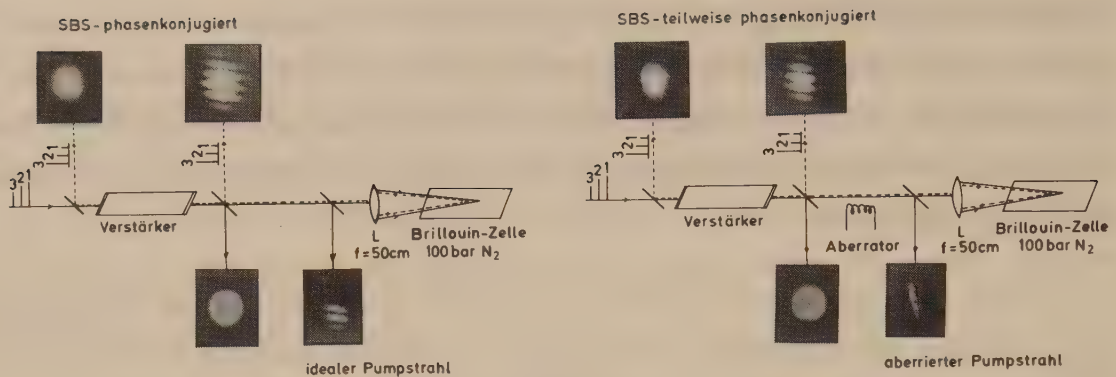


Abb. 6.6: Phasenkonjugation mit idealem und schwach aberriertem Pumpstrahl. Die Interferogramme wurden mit einem Scherinterferometer hergestellt ($\angle 200\mu\text{rad}$). Als Aberrator diente eine turbulente Luftschicht, die durch eine elektrisch-geheizte Drahtspule erzeugt wurde. Konjugationsgrad $\sim 40\text{-}50\%$.

denen der Reflexionskoeffizient für den 3. Impuls 10% überstieg, zwischen 20 und 50% schwankte. Bei einigen Schüssen blieb die Rückstreuung unterhalb der Nachweisgrenze des Detektorsystems; in diesen Fällen war die Aberration so stark, daß die Pumpstrahlleistung unterhalb der Schwelleistung blieb.

Um zu prüfen, wie sich das rückgestreute Licht bei normaler Reflexion verhält, wurde die Brillouin-Zelle durch einen gewöhnlichen, im Fokus der Linse aufgestellten Spiegel ersetzt. Zur Vermeidung von parasitären Oszillationen zwischen Verstärker und Oszillator betrug dessen Reflektivität nur 4% . Bei eingeschalteten Aberrator war im Interferogramm des rückgestreuten Lichtes keinerlei Anzeichen einer Deformationsaufhebung zu erkennen. Ebenso zeigte der hinter dem Verstärker aufgefangene Brennfleck eine völlig irreguläre Struktur (Gespratzel).

Aus der vorausgegangenen Diskussion ist klar, daß eine Erhöhung der Brennweite der Fokussierungslinse die Voraussetzungen für eine erfolgreiche Phasenkonjugation vermindert. Dies manifestierte sich experimentell einmal im Absinken des Konjugationsgrades; bei $f = 2\text{ m}$ betrug er maximal 20% . Ferner nahm -bedingt durch die Strahltaillenverlängerung - die Anzahl der Schüsse, bei denen überhaupt keine Rückstreuung auftrat, mit steigendem f deutlich zu.

Anschließend sei noch einmal darauf hingewiesen, daß ein hoher phasenkonju-

gierter Anteil im rückgestreuten Licht nur dann zu erreichen ist, wenn ein stark aberrierter Pumpimpuls ($\Theta_A/\Theta_o \simeq 30$) hoher Leistung ≥ 200 MW kurzbrennweitig ($f \sim 25$ cm) fokussiert wird, u.U. in einem Wellenleiter geringen Durchmessers (1 - 2 mm). Das Ziel solcher Experimente wäre herauszufinden, ob die Verstärkungsdiskriminierung des unkorrelierten Stokeslichtes, die im transienten Bereich weniger wirkungsvoll ist als im stationären, dennoch ausreicht, einen Konjugationsgrad nahe bei 1 zu ermöglichen, wenn alle sonstigen Voraussetzungen optimal erfüllt sind.

7. Anwendungen

Im folgenden werden zwei Anwendungen des Mehrimpulsreflexionsschemas besprochen. Die erste bezieht sich auf die Messung von Phononenlebensdauern hochverdichteter Gase, die zweite auf eine Implementierung in einer Verstärkerkette zur Verstärkerentkopplung und Vorimpulsunterdrückung.

7.1. MESSUNG DER PHONONENLEBENSDAUERN HOCHVERDICHTETER GASE

Mit der Entdeckung der stimulierten Brillouinstreuung war klar, daß damit die Möglichkeit besteht, Schallabsorptionsmessungen bei Frequenzen oberhalb 10^8 Hz durchzuführen und so bestehende Daten, die auf der spontanen Brillouinstreuung oder anderen Methoden beruhen, zu überprüfen und zu erweitern. Im Fall der stimulierten Brillouinstreuung gibt es zwei Verfahren zur Schallabsorptionsmessung, die in unterschiedlichen Bereichen der Phononenlebensdauer anwendbar sind. Im Bereich um 1 ns hat sich die Methode von /Pohl, Maier und Kaiser, 1968/ bewährt, die den stationären Verstärkungskoeffizienten mißt und daraus die Phononenlebensdauer ableitet (siehe Gln.(2.3), (2.8)). Für lange Phononenlebensdauern im Bereich von 10 bis 100 ns, wie sie u.a. in flüssigem Helium oder in hochverdichteten Gasen auftreten, ist das von /Winterling und Heinicke, 1968/ vorgeschlagene Verfahren zweckmäßig. Die Schallwelle wird hier durch einen starken Pumpimpuls angeregt. Nach einer gewissen Zeitspanne wird ihr Zustand durch einen zeitverzögerten, schwachen Abtastimpuls abgefragt, woraus sich eine Aussage über die Phononenlebensdauer gewinnen läßt. Die in dieser Arbeit verwendete Vorgehensweise ist prinzipiell dieselbe, nur wurde statt eines einzigen Abtastimpulses eine ganze Folge solcher Impulse benutzt (siehe Abb.7.1), um die Genauigkeit des Verfahrens zu verbessern.

Zur Vermeidung von Gasdurchbruch muß die Schallwelle sequentiell angefacht werden, wozu hier 2 Impulse nötig sind. Der erste wird schwach reflektiert, der zweite jedoch wesentlich stärker, da er auf eine bereits aufgebaute Schallwelle trifft, deren Amplitude bei diesem zweiten Reflexionsvorgang weiter erhöht wird. Danach sinkt die Amplitude der Schallwelle mit fortschreitender Zeit ab, da sie nicht mehr gepumpt wird und ihre Energie durch Reibung, Wärmeleitung und eventuell andere Mechanismen, beispielsweise Rotations- Vibrationsrelaxation oder Clusterbildung, abnimmt /Temkin, 1981/.

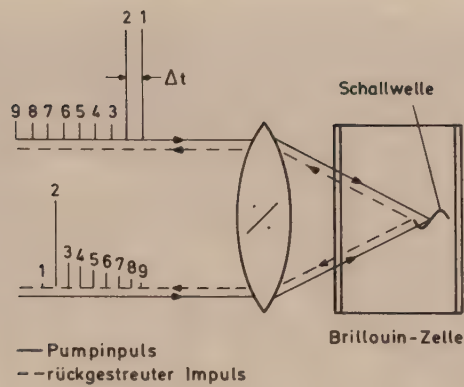


Abb. 7.1: Mehrimpulsreflexionsschema zur Messung der Phononenlebensdauer in hochverdichteten Gasen

Daher muß der Reflexionskoeffizient der rückgestreuten Abtast- oder Probeimpulse von Impuls zu Impuls geringer ausfallen, wie das durch die kleiner werdenden Spitzenintensitäten in Abb. 7.1 angedeutet ist. Die Phononenlebensdauer t_{ph} oder Energierelaxationszeit der Schallwelle ($1/e$ Abfall) sollte nicht wesentlich kleiner als der Impulsabstand Δt sein, damit die Schallwellenamplitude zwischen zwei Abtastungen nicht zu stark absinkt.

Abb. 7.2 zeigt schematisch den benutzten Meßaufbau. Der Impulszug kommt aus einem modengekoppelten Oszillator und besteht aus einer Folge von linear polarisierten Nanosekundenimpulsen. Der Selektionsschalter SS hat ein Tor für 9 Impulse. Die Pockelszelle PZ läßt die ersten zwei Impulse unverändert passieren und dreht die Polarisationssebene der 7 darauffolgenden. Bei dem Durchgang durch die beiden Polarisatorplatten P1 und P2 entsteht eine Unterdrückung von 1 : 50 zwischen den beiden ersten und den restlichen Impulsen des Zuges. Nach Austritt aus dem Verstärker V1 wird der Impulszug mittels einer Linse ($f = 1000$ mm) in das Brillouin-Medium fokussiert. Die Pump-, Abtast- und rückgestreuten Impulse wurden mit einer Ge-Diode gemessen.

Abb. 7.3 zeigt die Pump- und Abtastimpulse (P1...9) und die entsprechenden rückgestreuten Impulse (RG2.....9). Der Pfeil zeigt die Stelle an, an der der erste rückgestreute Impuls liegen würde, wenn er zu sehen wäre. RG2 entspricht dem zweiten Pumpimpuls (P2), RG3 dem dritten Pumpimpuls (P3) oder ersten Abtastimpuls. In der Regel erfüllen nur die letzten zwei oder drei Abtastimpulse

EXPERIMENTELLER AUFBAU

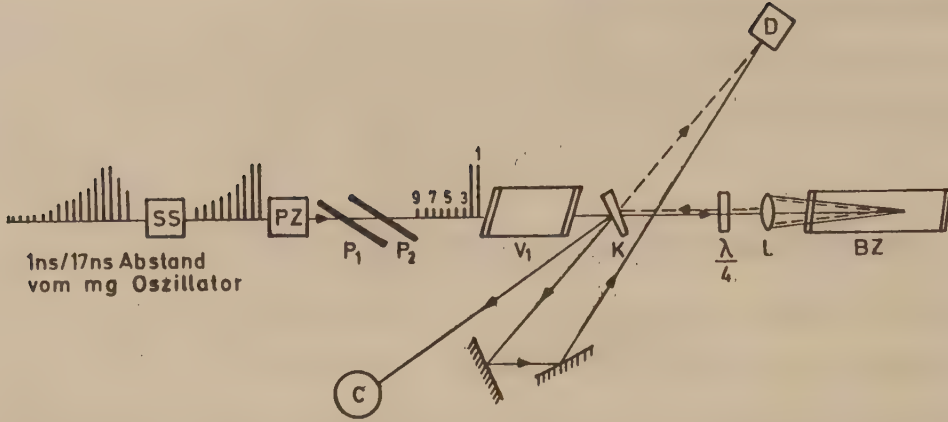


Abb. 7.2: Experimenteller Aufbau zur Messung der Phononenlebensdauer in hochverdichteten Gasen. SS Selektionsschalter, PZ Pockelszelle, P1, P2 Polarisatorplatten, V1 Verstärker, K Keil, $\lambda/4$ Platte, L Linse, BZ Brillouin-Zelle, C Kalorimeter für Pump- und Probeimpulse, D Ge-Diode zur Aufzeichnung des Pump- und Stokeslichtes

(P7,P8,P9) die Bedingung vernachlässigbarer Energieübertragung auf die Schallwelle. Aus dem Verhältnis zweier aufeinanderfolgender rückgestreuter Impulse, normiert auf die jeweilige zugehörige Intensität des Pumpimpulses, läßt sich die Phononenlebensdauer wie folgt berechnen. Die dimensionslose Amplitude $\mathcal{E}_s$ der rückgestreuten Welle, die in negative z-Richtung läuft, genügt der Dgl.(3.45 b)

$$\frac{\partial \mathcal{E}_s}{\partial \tau} - \frac{\partial \mathcal{E}_s}{\partial \xi} = +\delta\beta^* \mathcal{E}_L. \quad (7.1)$$

Gesucht wird die Feldstärke $E_s(t)$ beim Verlassen der Wechselwirkungszone. Zu diesem Zweck muß die Dgl.(3.45 b) längs der Charakteristik II (siehe Abb. 3.1) $\xi_{II} = -\tau + \xi_o$ integriert werden (ξ_o Anfangskoordinate), womit sich für $\tau_L \gg \xi_w$ die Darstellung

$$\mathcal{E}_s = \delta\beta^* \int_{\tau-\xi_w}^{\tau} \mathcal{E}_L \{ \xi_{II}(\tau'), \tau' \} d\tau' \quad (7.2)$$

ergibt. Für das Amplitudenverhältnis zweier aufeinanderfolgender Impulse findet man

$$\frac{\mathcal{E}_{s2}}{\mathcal{E}_{s1}} = \frac{\delta_2 \beta_2^* \int_{\tau-\xi_w}^{\tau} \mathcal{E}_{L2} d\tau'}{\delta_1 \beta_1^* \int_{\tau-\xi_w}^{\tau} \mathcal{E}_{L1} d\tau'} \quad (7.3a)$$

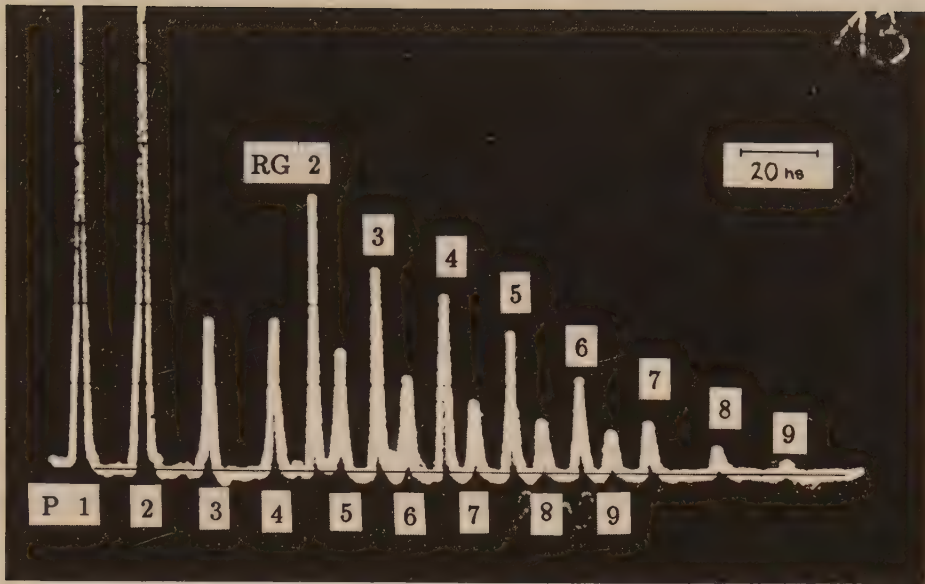


Abb. 7.3: Oszillogramm der Pump- (P1.....P9) und rückgestreuten (RG2....RG9) Impulse; wegen der nichtlinearen Kennlinie der Ge- Diode ist das Spitzenintensitätsverhältnis von 50 : 1 oder mehr zwischen den beiden ersten Pumpimpulsen und den darauffolgenden Abtastimpulsen verzerrt wiedergegeben.

oder

$$\frac{\mathcal{E}_{S2}}{\mathcal{E}_{S1}} = \frac{\tilde{\rho}_2^*}{\tilde{\rho}_1^*}. \quad (7.3b)$$

Dabei wurde die Annahme gemacht, daß die normierte Amplitude $\mathcal{E}_L$ für alle Abtastimpulse gleich ist, womit auch die Integrale gleich sind. Für die dimensionsbehafteten Feldstärken folgt aus Gl. (7.3b) der Zusammenhang

$$\frac{E_{S2}(t)}{E_{S1}(t)} = \frac{\tilde{\rho}_2^*}{\tilde{\rho}_1^*} \frac{E_{L2}^{Max}}{E_{L1}^{Max}}. \quad (7.4)$$

Die Abtastimpulse sind so schwach, daß die Schallwelle nicht nachgepumpt wird ($|\tilde{\rho}| > |\rho_N|$)

$$\frac{\partial \tilde{\rho}^*}{\partial t} + \frac{\tilde{\rho}^*}{\tau_{ph}} = 0. \quad (7.5)$$

Dies bedeutet, daß die Schallwellenamplitude $\tilde{\rho}^*$ in der Zeitspanne Δt zwischen zwei Impulsen mit der Zeitkonstanten t_{ph} exponentiell abklingt

$$\tilde{\rho}_2^* = \tilde{\rho}_1^* e^{-\Delta t/t_{ph}}. \quad (7.6)$$

Das Amplitudenverhältnis zweier aufeinanderfolgender rückgestreuter Impulse reduziert sich damit auf die Form

$$\frac{E_{s2}(t)}{E_{s1}(t)} = e^{-\Delta t/t_{ph}} \frac{E_{L2}^{Max}}{E_{L1}^{Max}}. \quad (7.7)$$

Diese Relation gilt zu jedem beliebigen Zeitpunkt t , d.h. sie gilt auch für das Maximum von E_s . Steigt man durch Quadrierung auf die Intensitäten um, so ergibt sich für das Verhältnis der Spitzenintensitäten die Beziehung

$$\frac{I_{s2}^{Max}}{I_{s1}^{Max}} = e^{-2\Delta t/t_{ph}} \frac{I_{L2}^{Max}}{I_{L1}^{Max}}. \quad (7.8)$$

Wenn nach t_{ph} aufgelöst wird, erhält man zur Bestimmung der Phononenlebensdauer aus den Maximalintensitäten zweier aufeinanderfolgender Abtast- und rückgestreuten Impulse den Ausdruck

$$t_{ph} = \frac{2\Delta t}{\ln \left(\frac{I_{L2}^{Max} I_{s1}^{Max}}{I_{L1}^{Max} I_{s2}^{Max}} \right)}. \quad (7.9)$$

Andererseits liefert die Akustik /Temkin,1981/ die Formel

$$t_{ph} = \frac{3\rho_0 \lambda_{ph}^2}{8\pi^2 \left\{ \eta + \frac{3}{4}\eta_D + \frac{3}{4}(\gamma - 1) \frac{M\kappa}{c_p} \right\}}, \quad (7.10)$$

wobei λ_{ph} die Schallwellenlänge, η die Scherzähigkeit, η_D die Druckzähigkeit, M das Molekulargewicht, c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck, κ die Wärmeleitfähigkeit und γ das Verhältnis aus den spezifischen Wärmekapazitäten bei konstantem Druck und konstantem Volumen bedeuten.

Die Phononenlebensdauer ist proportional zur Dichte und somit, bei konstanter Temperatur, auch zum Druck und zum Quadrat der Schallwellenlänge, die ihrerseits durch SBS fest an die Laserwellenlänge geknüpft ist, und zwar beträgt die Schallwellenlänge die Hälfte der Lichtwellenlänge, $\lambda_{ph} = \lambda_L/2$. Dämpfungsmechanismen für die Schallwelle sind Reibung, Wärmeleitung (meistens unbedeutend) und Druckzähigkeit. Der Scherzähigkeitskoeffizient berücksichtigt den Einfluß der Reibung, der Wärmeleitungskoeffizient den der Wärmeleitung. Die Druckzähigkeit enthält die Einflüsse der Rotation- und Vibrationsrelaxation sowie Clusterbildung. Rotations- und Vibrationsrelaxation können

nur in Molekülen auftreten, Clusterbildung auch in atomaren Gasen bei hohen Drücken. Vibrationsrelaxation spielt unter den hier vorliegenden experimentellen Bedingungen keine Rolle, da bei Temperaturen von 300 K angeregte Vibrationszustände nicht besetzt sind.

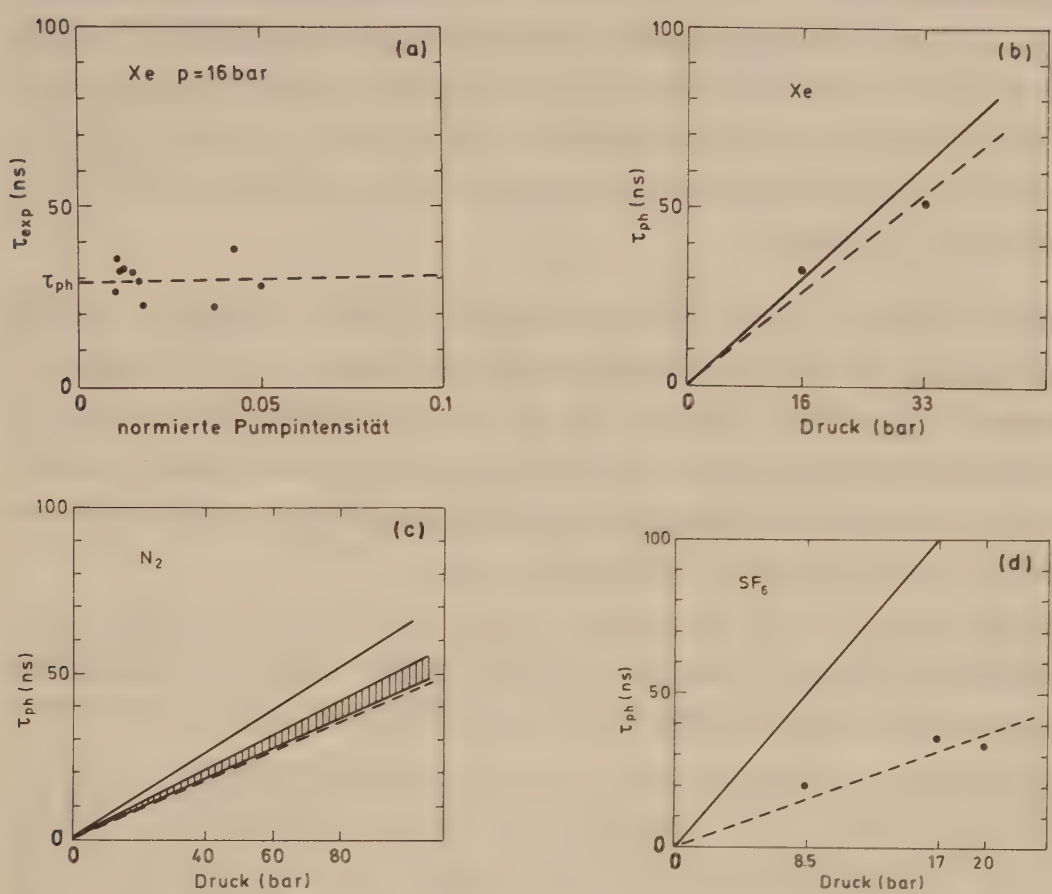


Abb. 7.4: a) Gemessene Werte der Phononenlebensdauer für Xe bei einem Druck von 16 bar, aufgetragen über der normierten Pumpintensität $I_{Li}/(\sum_{j=1}^{i-1} I_{Lj})$. b)-d) Druckabhängigkeit der Phononenlebensdauer für Xe, N₂ und SF₆. Gestrichelt $\hat{=}$ Ausgleichsgerade für die Meßwerte, durchgezogen $\hat{=}$ Theorie gemäß Gl. (7.10)

Die Messungen wurden an drei verschiedenen Gasen (Xe,N₂ und SF₆) durchgeführt, wobei Xe als monoatomares Gas zur Überprüfung der Meßmethode dient. (In Xe ist für p<40 bar,T=300 K die Phononenlebensdauer ziemlich gut bekannt,da nur die Scherzähigkeit und die Wärmeleitung in t_{ph} eingehen). Abb. 7.4.a zeigt die Ergebnisse für Xe bei einem Druck von 16 bar. Aufgetragen sind die Werte der Phononenlebensdauer, die mit der Formel (7.9) und den experimentellen

Werten für die Intensitäten der Pump- und rückgestreuten Impulse erhalten wurden, über der normierten Pumpintensität $I_{Li}/(\sum_{j=1}^{i-1} I_{Lj})$. Der Schnittpunkt der Ausgleichsgeraden mit der Ordinate ergibt den Wert der Phononenlebensdauer bei dem angegebenen Druck. Für die Streuung der Meßwerte kommen zwei Ursachen in Frage. Auf Grund unterschiedlicher Sättigung kann die Impulsform von Abtastimpuls zu Abtastimpuls schwanken; Unterschiede in der Halbwertsbreite von 10 % sind keine Seltenheit. Auch Ablesefehler sind möglich, und zwar besonders dann, wenn die Spitzenintensität eines Impulses nur ein oder zwei Strichbreiten der Oszilloskopspur beträgt.

Dasselbe Verfahren wurde bei verschiedenen Drücken wiederholt, um die Druckabhängigkeit der Phononenlebensdauer zu bestimmen. Abb 7.4.b zeigt eine Zusammenstellung solcher Messungen für Xe. Die gestrichelte Kurve stellt die Ausgleichsgerade der Meßwerte dar, die durchgezogene Kurve die Theorie. Experiment und Theorie stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit überein; die erläuterte Methode kann also als legitimiert betrachtet werden.

Als nächstes Beispiel wurde N_2 gewählt (siehe Abb. 7.4.c) ; auch hier wurde bei verschiedenen Drücken gemessen (40,60,80 bar). Ohne Berücksichtigung der Druckzähigkeit ergibt sich für die Theorie die durchgezogene Kurve, mit Berücksichtigung der Druckzähigkeit, die die Rotationsrelaxation beschreibt, der schraffierte Bereich. Die Unsicherheit ist darauf zurückzuführen, daß das Ausmaß der Rotationsrelaxation nicht genau bekannt ist. Zur Abschätzung des Einflusses der Druckzähigkeit wurden die Daten von /Greenspan, 1959/ benutzt, die die Messergebnisse dieser Arbeit bestätigen.

Bei SF_6 (siehe Abb. 7.4.d) wurde ebenfalls bei verschiedenen Drücken gemessen (8.5, 17 und 20 bar). In der theoretischen Kurve ist der Einfluss der Rotationsrelaxation wegen Mangels an Daten nicht enthalten. Der große Unterschied zwischen den beiden Kurven legt den Schluss nahe, daß in SF_6 neben Scherzähigkeit und Wärmeleitfähigkeit ein zusätzlicher Absorptionsmechanismus wirksam sein muß . In Frage kommen Rotationsrelaxation und/oder Clusterbildung, deren Dämpfungsvermögen größenordnungsmäßig dem durch Scherzähigkeit und Wärmeleitung ausgelöst gleich sein muß .

7.2. VERSTÄRKERKETTE

Vor der Diskussion des Potentials, das die SBS in Verbindung mit Phasenkongjugation und insbesondere das Mehrimpulsreflexionsschema beim Einsatz in einer Hochleistungsverstärkerkette bietet, ist es zweckmäßig, zunächst einmal die Bedingungen zu formulieren, denen das Lasermedium genügen muß, um eine Aufhebung von Aberrationen zu ermöglichen.

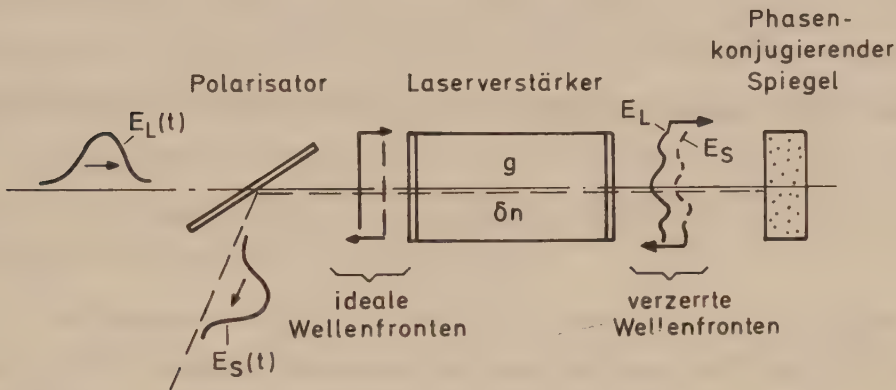


Abb. 7.5: Doppelter Durchgang durch den Laserverstärker mit phasenkonjugierendem Spiegel. g Verstärkungskoeffizient, δn Brechzahlinhomogenität.

Das Lasermedium wird als der Aberrator aufgefaßt, der die Wellenfront des Laserimpulses deformiert; zur Wellenfrontumkehr muß es also zweimal durchlaufen werden, wie es Abb. 7.5 verdeutlicht. Für den ersten Durchlauf habe der Laserimpuls die langsam veränderliche Feldstärkenamplitude $E_L(x, y, z, t)$ gemäß dem Ansatz

$$\vec{E}_L = \frac{1}{2} E_L \exp \{ i(\omega_L t - k_L z) \} \vec{e}_y + c.c.,$$

für den Rücklauf die ebenfalls langsam veränderliche Feldstärkenamplitude $E_S(x, y, z, t)$ gemäß

$$\vec{E}_S = \frac{1}{2} E_S \exp \{ i(\omega_S t + k_S z) \} \vec{e}_y + c.c..$$

Die die Pumpimpulsausbreitung im Laserverstärker beschreibende Dgl. ist von demselben Typ wie bei der SBS

$$\frac{1}{c} \frac{\partial E_L}{\partial t} + \frac{\partial E_L}{\partial z} + \frac{i}{2k_L} \nabla_{\perp}^2 E_L + i k_L \delta n_L E_L = \frac{1}{2} g_L E_L. \quad (7.11)$$

In Gl. (7.11) bedeuten δn_L die ortsveränderliche Brechzahlhomogenität und g_L den Verstärungskoeffizienten des Lasermediums. Durch Einführung der retardierten Zeit, d.h. eines sich mit dem Laserimpuls E_L mitbewegendem Koordinatensystems,

$$t' = t - \frac{z}{c} \quad (7.12)$$

läßt sich Gl. (7.11) auf

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k_L} \nabla_{\perp}^2 \right) E_L + \left(ik_L \delta n_L - \frac{1}{2} g_L \right) E_L = 0 \quad (7.13)$$

umschreiben. Ganz analog ergibt sich die Dgl. für den rücklaufenden Impuls E_S zu

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k_S} \nabla_{\perp}^2 \right) E_S - \left(ik_S \delta n_S - \frac{1}{2} g_S \right) E_S = 0. \quad (7.14)$$

Auch hier wurde die Zeitableitung $\frac{\partial E_S}{\partial t}$ durch die Zeittransformation $t'' = t + \frac{z}{c}$ eliminiert. Wegen der gegenläufigen Ausbreitungsrichtungen von E_L und E_S treten in den Gl. (7.13) und (7.14) unterschiedliche Vorzeichen auf. Vollkommene Phasenkonjugation verlangt, daß diese beiden Gleichungen ineinander überführbar sind, wenn von der Wellenfrontumkehrbedingung

$$E_S = b E_L^*, \quad (7.15)$$

die der phasenkonjugierende Spiegel bewirken muß, Gebrauch gemacht wird. Dies ist jedoch nur möglich, wenn der Laserverstärker die Forderung

$$g_L = \text{const.}, \quad g_S = \text{const.} \quad (7.16)$$

erfüllt. Gl. (7.16) verlangt, daß die Verstärungskoeffizienten g_L und g_S konstant sein müssen (sie brauchen nicht gleich zu sein). Dann lassen sich nämlich die Gln.(7.13) und (7.14) durch die Transformation

$$\mathcal{E}_{L,S} = E_{L,S} \exp \{ \pm g_{L,S} \} \quad (7.17)$$

in die einfachere Form

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} \pm \frac{i}{2k_{L,S}} \pm ik_{L,S} \delta n_{L,S} \right) \mathcal{E}_{L,S} = 0 \quad (7.18)$$

umwandeln. Wenn der Laserverstärker nun noch den weiteren Bedingungen

$$\delta n_L = \delta n_S \quad (7.19)$$

und

$$k_L = k_S \quad (7.20)$$

genügt, dann werden für $\mathcal{E}_S = b\mathcal{E}_L^*$ die beiden Gleichungen in (7.18) identisch. Eine vollkommene Wellenfrontumkehr erfordert also eine räumlich homogene Inversionsverteilung. Zusätzlich muß die Verstärkung im Kleinsignalbereich verbleiben; Sättigung darf nicht auftreten, weil sonst g_L und g_S ortsabhängig werden. Soweit bekannt, liegen z.Zt noch keine Untersuchungen vor, aus denen quantitativ hervorgeht, wie die Bedingung $g_{L,S} = \text{const.}$ durch einen teilweisen Verzicht auf den maximal erreichbaren Konjugationsgrad

$$H = \frac{|\iint E_L E_S d^2 r_\perp|^2}{\iint |E_L|^2 d^2 r_\perp \cdot \iint |E_S|^2 d^2 r_\perp} = 1 \quad \text{für} \quad E_S = bE_L^* \quad (7.21)$$

abgeschwächt werden kann.

Die Bedingung (7.19) $\delta n_L = \delta n_S$ impliziert, daß sich die Brechzahlinhomogenitäten des Lasermediums während der Zeitspanne δt , die zwischen den beiden Verstärkungsvorgängen verstreicht, nicht ändern, also primär rein statischer Natur sein sollten. Ist l_n die charakteristische Länge für die Brechzahlinhomogenitäten und a_n die zugehörige Änderungsgeschwindigkeit (Schall-, Stoß- oder Wärmewelle), so sollte δt der Relation

$$\delta t \ll \frac{l_n}{a_n} \quad (7.22)$$

genügen.

Die Forderung (7.20) $k_L = k_S$ beinhaltet, daß bei dem Streuvorgang in dem phasenkonjugierenden Spiegel keine wesentliche Frequenzverschiebung stattfindet, was bei der Brillouinrückstreuung in sehr guter Näherung der Fall ist. Bei der Ramanrückstreuung sind die Verhältnisse weniger günstig. Schon in einem Medium mit einer relativ geringen Verschiebung wie CS_2 (656 cm^{-1}) fällt der phasenkonjugierte Anteil im rückgestreuten Licht deutlich geringer aus als bei der SBS /Mays

and Lysiak, 1979 und 1980/. Außerdem kommen für die SRS bei Einsatz in einer Verstärkerkette nur breitbandig verstärkende Medien in Betracht wie die in Farbstoff- oder Exzimerlasern.

Ein weiterer wesentlicher Gesichtspunkt betrifft die Länge des Verstärkers. Sie darf auf keinen Fall so groß werden, daß die durch die Brechzahlinhomogenität bedingte Strahlablenkung dazu führt, daß ein Teil des Strahlenbündels die Verstärkerwand trifft und dort wegen diffuser Reflexionen oder Absorption für die Phasenkonjugation verloren geht. Eine grobe Abschätzung der zulässigen Verstärkungslänge l ergibt sich aus der Überlegung, daß die durch den Brechzahlgradienten $\delta n/l_n$ verursachte Strahlablenkung nicht größer werden sollte als der halbe Öffnungswinkel $d/2l$ des Verstärkers, also

$$\frac{d}{2l^2} \geq \frac{\delta n}{l_n} \quad (7.23a)$$

oder

$$l \leq \left(\frac{dl_n}{2\delta n} \right)^{1/2}. \quad (7.23b)$$

Ist beispielsweise $d = 5 \cdot 10^{-2}$ m, $l_n = 10^{-3}$ m und $\delta n = 10^{-5}$, so darf l nicht länger als 1.6 m werden. Diese überschlagsmäßige Rechnung zeigt, daß erst bei relativ langen Verstärkern eine die Phasenkonjugation behindernde Vignettierung in Erscheinung tritt. Lange Verstärker sind typisch für gasförmige Medien, in denen sich meistens nur geringe Inversionsdichten realisieren lassen. Für Festkörperlaser ist die Bedingung (7.23) wegen der höheren Inversionsdichten, die eine kompaktere Bauweise zulassen, in der Regel keine Beschränkung.

Es sind vor allem die beiden Forderungen nach räumlich konstanter Inversionsdichte und kurzer Verstärkerbaulänge, die es häufig schwierig machen, durch Brechzahlchwankungen verursachte Wellenfrontdeformationen über Phasenkonjugation zu kompensieren. Selbst bei einem Verzicht auf diese Möglichkeit besitzt die SBS jedoch immer noch genügend andere attraktive Eigenschaften für einen Einsatz in einer Verstärkerkette. Dazu zählen Impulskompression, Verstärkerentkopplung und Vorimpulsunterdrückung. Impulskompression ist vor allem für auf hohe Wirkungsgrade abzielende Nd:Glas-Laser /Hon, 1982/ und

Exzimer- Laser /Damzen und Hutchinson, 1983/, /Tomov, Fedosejevs und Mc-Ken, 1985 /interessant sowie auch für den Jodlaser /Kormer et al., 1982/, wenn die Verstärkerkette mit Impulsen der Dauer ≥ 3 ns angesteuert wird und Austrittsimpulse der Dauer $\simeq 1$ ns angestrebt werden.

In vielen Lasersystemen wie NOVA (Lawrence Livermore Laboratory, USA), GEKKO XII (University of Osaka, Japan), OMEGA (University of Rochester, USA) und ASTERIX IV (Max- Planck Institut für Quantenoptik, BRD) besitzen die in die Verstärkerkette eingespeisten Impulse bereits die für die beabsichtigte Anwendung gewünschte Dauer von typischerweise 1 ns, so daß eine Impulskompression nicht mehr notwendig und auch nicht mehr erwünscht ist. In diesen Systemen könnte das Mehrimpulsreflexionsschema in einer modifizierten Form zur Verstärkerentkopplung und Vorimpulsunterdrückung eingesetzt werden. Abb. 7.6 zeigt den prinzipiellen Aufbau mit Erläuterung der Wirkungsweise.

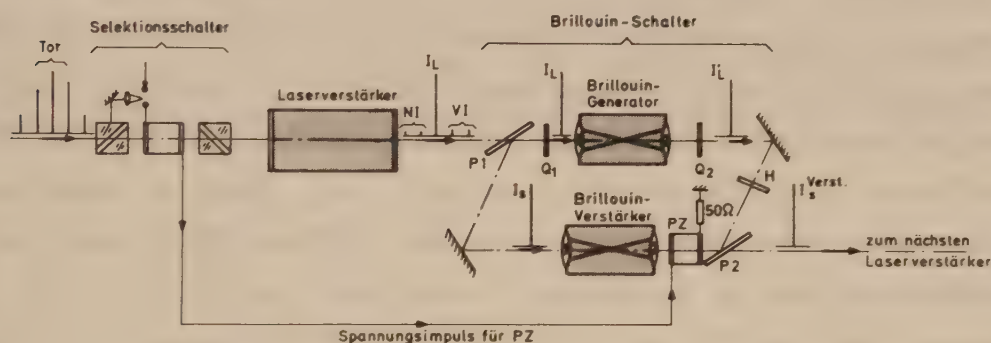


Abb. 7.6: SBS-Schalter. $Q_{1,2}$ $\lambda/4$ -Platten, H $\lambda/2$ Platte, $P_{1,2}$ Polarisatoren, PZ Pockelszelle. Der Selektionsschalter läßt nur einen einzigen Impuls I_L passieren. VI und NI sind im Vergleich zu I_L stark abgeschwächte Vor- bzw. Nachimpulse. I_L erzeugt im Brillouingenerator den Stokesimpuls I_S , der im Brillouinverstärker auf den vom Generator durchgelassenen Impuls I'_L trifft. Dabei überträgt I'_L seine Energie auf I_S . Die Pockelszelle wird so aktiviert, daß I_S am Polarisator $P2$ nicht reflektiert, sondern transmittiert wird.

Wegen der durch Gasdurchbruch, Ramanstreuung und nicht zu großer Wechselwirkungslänge auferlegten Beschränkungen sollte die maximale Impulsleistung 100 MW nicht übersteigen (siehe Abb 5.8). Der vorgeschlagene SBS- Schal-

ter eignet sich daher nur für der Einsatz in den Anfangsstufen einer Laser-verstärkerkette.

Der Brillouin-Schalter ist zur Gewährleistung der Verstärkerentkopplung in Form eines Ringresonators aufgebaut. Er enthält eine Generatorzelle und eine Verstärkerzelle. Die beiden Zellen sind so angeordnet, daß die Foki unabhängig von der Umlaufrichtung stets gleichweit voneinander entfernt sind. Der Laserimpuls I_L erzeugt im Generator den Stokesimpuls I_S . Die $\lambda/4$ -Platte Q1 sorgt dafür, daß I_S am Polarisator P1 reflektiert wird und in den Verstärker gelangt. Die $\lambda/4$ -Platte Q2 wandelt den durchgelassenen und zirkularpolarisierten Laserimpuls I'_L wieder in linear polarisiertes Licht der ursprünglichen Richtung um. Die $\lambda/2$ -Platte H dreht die Polarisationsrichtung um 90° , so daß I'_L nach Reflexion an der Polarisatorplatte P2 in den Verstärker gelangt und dort im Fokus seine Energie auf auf den Stokesimpuls I_S überträgt. Damit I_S den Ringresonator verlassen und zum nächsten Verstärker gelangen kann, muß die Pockelszelle PZ zum richtigen Zeitpunkt aktiviert werden. Die Fokussierung im Generator und Verstärker ist gleich, wobei die Wechselwirkungslänge ungefähr $ct_L/2$ entspricht. Dadurch läßt sich im Generator für Impulsleistungen zwischen 50 bis 100 MW ein Reflexionskoeffizient von $\sim 10\%$ erreichen (siehe Abb. 5.8). Wegen der nichtlinearen Verstärkungscharakteristik der Brillouinstreuung erhöht der SBS-Schalter das Unterdrückungsverhältnis der Vorimpulse VI relativ zu I_L beträchtlich. Geht man von einem anfänglichen Wert von 10^{-3} aus, so liegt der entsprechende Wert hinter dem Brillouinschalter bei $< 10^{-8}$, was für die meisten Zwecke mehr als ausreichend ist. Entsprechendes gilt für die Nachimpulse.

Neben den Vorimpulsen, die davon herrühren, daß der Oszillator statt eines Einzelimpulses eine Impulsfolge liefert, können durch unvollkommene Modenkopplung oder andere Prozesse, z.B. Reflexionen, sogenannte Vorläufer entstehen, die dem eigentlichen zu verstärkendem Impuls unmittelbar im Abstand weniger Nanosekunden vorangehen. Diese unerwünschten Vorläufer werden ebenfalls wegen der nichtlinearen Verstärkungscharakteristik der SBS stark unterdrückt.

Eine wichtige Rolle bei der Weiterverstärkung der durch SBS erzeugten Impulse spielt die Impulsform. In Systemen mit starker Sättigung des Lasermedi-

ums wie dem CO_2 - oder dem Jodlaser können schon geringfügige Aufteilungen der Vorderflanke Impulsverkürzungen auslösen, die am Ende der Verstärkerkette unerwünscht hohe Intensitätsspitzen verursachen. Hier besitzt das Mehrimpulsreflexionsschema gegenüber einem sättigbaren Absorber, der für dieselben Zwecke (Verstärkerentkopplung, Vorimpuls- und Vorläuferunterdrückung) eingesetzt wird, deutliche Vorteile, da es bei hohen Reflexionskoeffizienten die Pumpimpulsform praktisch ohne Vorderflankenaufteilung reproduziert. Beim Absorber gilt diese Aussage nicht. Die zum Ausbleichen nötige Energie wird der Vorderflanke entnommen und steilt sie auf. Als Folge tritt eine erhebliche Impulsverkürzung auf /Uchiyama and Witte, 1982/.

Abschließend sei noch angemerkt, daß der in Abb. 7.6 skizzierte SBS-Schalter die Verwendung eines sehr einfachen Selektionsschalters ermöglicht, da die an den letzteren zu stellenden Anforderungen bezüglich Entkopplung Oszillator-Verstärkerkette sowie Vorimpuls- und Vorläuferunterdrückung wegen teilweisen Übertrags auf den SBS- Schalter erheblich abgesenkt werden können. Es ist daher zu erwarten, daß die Kombination SBS + einfacher Selektionsschalter deutlich billiger wird als ein leistungsfähiger, wesentlich komplizierterer Selektionsschalter.

8. Schlußfolgerung

Die vorgelegten experimentellen und theoretischen Untersuchungen haben gezeigt, daß auch im transienten Bereich für infrarote Laserwellenlängen eine effiziente Brillouinrückstreuung möglich ist, wenn zur Verhinderung eines Durchbruches statt eines einzelnen starken Impulses eine Folge von schwächeren Impulsen verwendet wird. Hochverdichtete Gase erwiesen sich als besonders geeignete Streumедien. Bei den hier durchgeführten Experimenten startete der Streuvorgang ausschließlich aus dem Rauschen. Die Anzahl der Pumpimpulse, die zur Erzielung eines hohen Reflexionskoeffizienten notwendig sind, ließe sich aber verringern, wenn das Mehrimpulsreflexionsschema statt mit nur einer Generatorzelle mit einer aus Generator- und Verstärkerzelle bestehenden Konfiguration betrieben wird. In diese Richtung gehende Untersuchungen wären eine logische Fortsetzung der vorliegenden Arbeit.

Phasenkonjugation mit aberrierten Pumpstrahlen erwies sich im transienten Bereich als grundsätzlich schwieriger zu realisieren als im stationären Bereich. Dies liegt einmal an der im transienten Bereich nicht so wirkungsvollen Verstärkungsdiskriminierung des nicht-phasenkonjugierten Anteiles im rückgestreuten Licht gegenüber dem phasenkonjugierten Anteil und an dem relativ schmalen Bereich, der für das Ausmaß der Aberrationen des Pumpstrahles zulässig ist. Wegen unzureichender Laserleistung konnte nur ein Teil der mit der transienten Phasenkonjugation zusammenhängenden Fragen geklärt werden. Hier sind weiterführende Experimente mit einem stärkeren Lasersystem notwendig, um den mit einem aberrierten Pumpstrahl maximal erzielbaren Konjugationsgrad quantitativ besser eingrenzen zu können. In diesen Zusammenhang gehören auch Untersuchungen, deren Ziel die Klärung der Frage wäre, wie groß der Inhomogenitätsgrad eines räumlich nicht konstanten Inversionsprofils eines Lasers werden darf, ohne den Konjugationsgrad deutlich zu verschlechtern.

9. Referenzen

- /Aechtner, Lauberau, 1986/ P.Aechtner,A.Lauberau, Appl. Phys. B 40, 133 (1986)
- /Ashkin, 1972/ A.Ashkin, Scientific American 226, 63 (1972)
- /Becker, 1966/ E.Becker, "Gasdynamik", B.G.Teubner Verlagsgesellschaft Stuttgart (1966)
- /Brederlow, Fill, Witte, 1983/ G.Brederlow, E.Fill and K.J.Witte "The Iodine Laser", Springer Verlag (1983)
- /Chiao, Townes, Stoicheff, 1964/ R.Y.Chiao, C.H.Townes, B.P.Stoicheff, Phys. Rev. Lett. 12, 592 (1964)
- /Damzen and Hutchinson, 1983/ M.J.Damzen and H.Hutchinson, IEEE J.Quant. Electron. QE-19, 7 (1983)
- /Dudov et al., 1981/ A.M. Dudov, S.M.Kulikov, Vik.D.Nikolaev, V.V.Portnyagin and S.S.Sukharev, JETP 33, 347 (1981)
- /Eidmann und Sigel, 1972/ K.Eidmann und R.Sigel, Bericht des Max Planck Instituts für Plasmaphysik (8046 Garching, FRG) IPP IV / Nr.46, Dez. 1972. Außerdem in "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena", Vol 3 B, edited by H.J.Schwarz und H.Hora, Plenum Press N.Y. (1974) p. 667
- /Fenner et al., 1973/ W.R.Fenner, H.A.Hyatt, J.M. Kellmann and S.P.S.Porto ,J. Opt. Soc. 63, 73 (1973)
- /Fisher, 1983/ R.A.Fisher, "Optical Phase Conjugation", Academic Press (1983)
- /Greenspan, 1959/ M.Greenspan,J.Acoust.Soc.Am. 31,155 (1959)

/Grey Morgan,1983/ C.Grey Morgan, XVI International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Düsseldorf, p.36 (1983)

/Hagenlocker, Minck a. Rado, 1967/ E.E.Hagenlocker, R.W.Minck and W.G. Rado, Phys.Rev. 154, 226 (1967)

/Hellwarth, 1978/ R.W.Hellwarth, J. Opt. Soc. Am. 68, 1050, (1978)

/Hon, 1982/ D.Hon, Opt. Engineering 21, 252 (1982)

/Ireland et al., 1973/ C.L.M.Ireland, A.Yi, J.M.Aaron and C.Grey Morgan, Appl.Phys.Lett. 24, 175 (1974)

/Jackson, 1967/ J.D.Jackson, "Classical Electrodynamics", John Wiley & Sons, Inc., (1967)

/Jetter u. Werner,1982/ Bericht Nr. 63 des Max- Planck Instituts für Quantenoptik (8046 Garching, FRG), Mai 1982

/Kaiser, Maier, 1972/ W.Kaiser and M.Maier in "Laser Handbook",edited by T.F.Arecchi and E.O.Schulz-Dubois (North-Holland,Amsterdam, 1972) Vol. 2, p. 1077

/Kormer et al., 1982/S.B.Kormer,G.G.Kochemasov,S.M.Kulikov, Vik.D.Nikolaev and S.A.Sukharev, Sov. Phys. JETP 55, 630 (1982)

/Landau und Lifshitz, 1960/ L.D. Landau and E.M.Lifshitz, "Electrodynamics of Continuous Media", Pergamon Press (1960)

/Lavorel et al., 1986/ B.Lavorel, G.Millot, R.Saint-Loup, C. Wenger and H.Berger, J. de Physique 47, 417 (1986)

/Lax, Louisell and McKnight,1975/ M.Lax, W.H.Louisell, W.B.McKnight, Phys. Rev. A 11, 1365 (1975)

/Lehmberg, 1982/ R.H.Lehmberg, Opt. Commun. 43, 369 (1982); J. Opt. Soc. Am. 73, 558 (1983)

/Maier, 1968/ M.Maier, Phys. Rev. 166, 113 (1968)

/Maier, Wendl und Kaiser, 1970/ M.Maier, G.Wendl and W.Kaiser, Phys. Rev.Lett. 24, 352 (1970)

/Minck, Hagenlocker and Rado, 1967/ R.W.Minck, E.E.Hagenlocker and W.G. Rado, J. Appl. Phys. 38, 2254 (1967)

/Mays and Lysiak, 1979 and 1980/ R. Mays, Jr. and R.J.Lysiak Opt. Commun. 31, 89 (1979); Opt. Commun. 32, 334 (1980)

/Mulser, 1985/ P.Mulser, J. Opt. Soc. Am. B, 2, 1814 (1985)

/Penfield and Haus, 1967/ P.Penfield, Jr. and H.A.Haus, "Electrodynamics of Moving Media", Research Monograph n° 40, The M.I.T. Press Cambridge, Mass./ USA 1967

/Pohl, Maier und Kaiser, 1968/ D.Pohl, M.Maier, W.Kaiser, Phys. Rev. Lett. 20, 366 (1968)

/Raizer, 1977/ Yu.P.Raizer, "Laser-Induced Discharge Phenomena", edited by G.C.Vlases and Z.A Pietrzyk Consultants Bureau, New York and London (1977)

/Raizer, 1980/ Yu.P.Raizer, Sov.Phys.Usp 23, 789 (1980)

/Rysakov, Aristov and Korotkov, 1982 /V.M.Rysakov, Yu.V.Aristov and V.I. Korotkov, Sov.Tech. Phys. Lett. 8, 506 (1982)

/R.Sauer, 1958/ R.Sauer, "Anfangswertprobleme bei partiellen Differentialgleichungen", Springer- Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg (1958)

/Sidorovich, 1976/ V.G.Sidorovich, Sov. Phys. Tech. Phys. 21, 1276 (1976)

/Starunov and Fabelinskii, 1971/ V.S.Starunov and I.L.Fabelinskii, Sov. Phys. Usp. 12, 463 (1970)

/Temkin, 1981/ S.Temkin "Elements of Acoustics", John Wiley Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto (1981)

/Tomov, Fedosejevs and McKen, 1985/ I.V. Tomov, R.Fedosejevs, and D.C.D McKen, IEEE J. Quant. Electron. QE-21, 9 (1985)

/Uchiyama and Witte, 1982/ T.Uchiyama and K.J.Witte, IEEE J. Quant. Electron. QE-18, 885 (1982)

/Valley, 1986/ G.Valley, IEEE J.Quant. Electron. QE-22, 5 (1986)

/von der Linde, Maier und Kaiser, 1969/ D. von der Linde, M.Maier, K. Kaiser , Phys. Rev. 178, 178 (1969)

/Winterling, Heinicke, 1968/ G. Winterling und W.Heinicke, Phys. Lett. 27A, 329 (1968)

/Yariv, 1975/ A.Yariv "Quantum Electronics", 2nd edition, John Wiley Sons, Inc. N.Y., London, Sydney, Toronto (1975)

/Zel'dovich, Pilipetzky, Shkunov, 1985/ B.Ya.Zel'dovich, N.F.Pilipetsky, V.V.Shkunov," Principles of Phase Conjugation", Springer Verlag (1985)

/Zel'dovich et al.,1972/ B.Ya.Zel'dovich V.I.Popovichev, V.V.Ragulskii and F.S.Faizullov, JETP Lett. 15, 109 (1972)

Danksagungen

Herr Dr.S.Witkowski gab mir die Möglichkeit, in seiner Abteilung am Max-Planck-Institut für Quantenoptik die Arbeit durchzuführen. Sein stetes Interesse am Fortgang der Arbeit und seine Verbesserungsvorschläge zum Manuskript verdienen besonders hervorgehoben zu werden.

Herr Professor Dr.H.Walther war mir bei der Weiterführung meines Studiums an der Ludwig-Maximilians-Universität in München sehr behilflich. Besonders möchte ich hierbei die Übernahme der Begutachtung meiner Arbeit erwähnen.

Wesentlichen Anteil an der Entstehung dieser Arbeit hatte Herr Dr.K.J. Witte; seine Hilfe, Anregungen und Kritik vermittelte er mit sanftem Druck, und sie betrafen nicht nur die Physik, sondern auch das Fach Deutsch.

Herr H.Stehbeck war stets hilfsbereit und sorgte für ein angenehmes Arbeitsklima (nachdem der erste Schock, eine Frau im Labor zu haben, überwunden worden war).

Herr Dr.G.Brederlow unterstützte mich bei der Beschaffung der zur experimentellen Durchführung dieser Arbeit erforderlichen Mittel tatkräftig. Die zahlreichen Diskussionen und die damit verbundene konstruktive Kritik sind dem Manuskript sehr zugute gekommen.

Herr H.Baumhacker, Herr Dr. E.Fill, Herr H.Krause und Herr Dr.R.Volk verfolgten die Arbeit mit Interesse und trugen durch viele Diskussionen zu ihrem Gelingen bei.

Fräulein C. Ramírez Gómez half mir bei meinen ersten Programmierschritten.

Frau J. Pfister fertigte mir prompt die Zeichnungen an.

Frau K.O'Shea beriet mich mit viel Humor beim Handhaben des Textbearbeitungssystems.

Frau Beirer und Frau Brands fertigten mir sorgfältig die Photographien an.

Der Deutsche Akademische Austauschdienst gab mir die Möglichkeit und die Unterstützung, meine Ausbildung in Deutschland fortzusetzen. In diesem Zusammenhang möchte ich noch einmal Herrn Dr. Brederlow und Herrn Dr. Witkowski erwähnen; ihre Bemühungen machten es möglich, daß mir das Stipendium erteilt wurde.

Allen diesen netten Leuten möchte ich hiermit recht herzlich danken.

Lebenslauf

Geburtsdatum 12.Mai 1952
Geburtsort Buenos Aires /Argentinien
Staatsangehörigkeit argentinisch
Familienstand verheiratet, 2 Kinder

Schulausbildung	1958-1964	Escuela del Norte in Buenos Aires
	1965-1969	Goethe Schule in Buenos Aires Abschluß: spanisches Abitur
	1965-1970	Goethe Schule in Buenos Aires Abschluß: deutsches Abitur
Studium	1972-1978	Facultad de Ciencias Exactas y Naturales Universidad de Bs.As. Fachrichtung: Physik Abschluß: Diplom
	ab 1983	Promotion am Max-Planck- Institut für Quantenoptik in Garching

